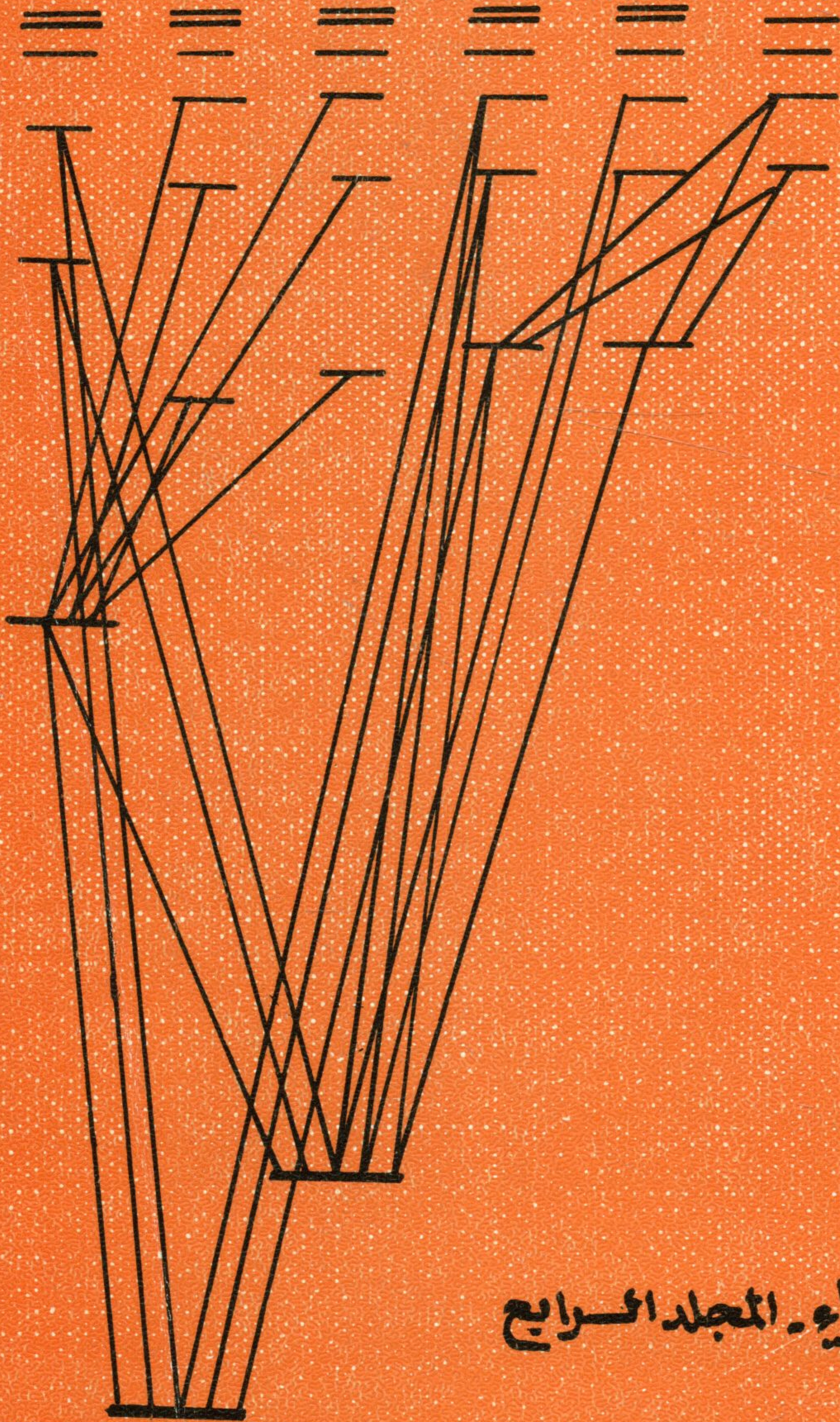
الفيزياء

الكمية



مقرر بيركلى فى الفيزياء ـ المجلد الرابع



الدار الدولية للنشر والتوزيع

قيم تقريبية لثوابت فيزيائية هامة

من المقترح أن يتم حفظ الثوابت الموجودة فى هذا الجدول بحيث تكون فى متناولك دائماً بالنسبة للتقديرات البسيطة . أنظر جدول (أ) فى الملحق من أجل القيم الدقيقة .

عدد أڤوجادرو : $N_0 \approx 6 \times 10^{23}\ (\text{mol})^{-1}$

سرعة الضوء : $c \approx 3 \times 10^{10}$ cm / sec

شحنة الالكترون : $e \approx 1.6 \times 10^{-19}$ coulomb

ثابت التركيب الدقيق : $\alpha \approx 1 / 137$

طاقة السكون للالكترون : $mc^2 \approx 0.5$ MeV

طاقة السكون للبروتون : $M_pc^2 \approx 940$ MeV

نسبة كتلة البروتون الى كتلة الالكترون : $M_p/m \approx 1800$

طاقة التأين للهيدروچين : $R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 \approx 13.6$ eV

نصف قطر بوهر للهيدروچين : $a_0 = \bar{\lambda}/\alpha \approx 0.5$ Å $= 0.5 \times 10^{-8}$ cm

مجنيتون بوهر : $(e\hbar)/(2mc) \approx 5.8 \times 10^{\times 9}$ eV/gauss

نصف القطر النووى (العدد الكتلى A) : $r \approx A^{1/3} \times (1.2 \times 10^{-13}$ cm)

طاقة الربط النووية لكل نيوكليون : ≈ 8 MeV

« درجة حرارة الغرفة » : $k \times (293°K) \approx (1/40)$ eV

« المنطقة الضوئية » : 4000 Å-7000 A

3.0 eV-1.8 eV

يناظر الكترون ڤولت واحد القيم الآتية :

درجة حرارة	:	$\approx$ 12,000°K
تـــــردد	:	$\approx 2.4 \times 10^{14}$ cycles/sec
طاقــة جــل	:	$\approx$ 23,000 cal/mol
عــدد موجى	:	≈ 8000 cm^{-1}
طــول موجى	:	$\approx$ 12,000 Å

الغلاف الأمامى : تخطيط الحدود الخاصة بذرة الثاليوم المتعادلة .

الغلاف الخلفى : العشرية الباريونية .

اهداء ٢٠٠٩

اسرة المرحوم الدكتور / محمد عبد الرحمن الهيتى

جمهورية مصر العربية

الفيزياء الكمية

مقرر بيركلي في الفيزياء - المجلد الرابع

دعمت المؤسسة القومية للعلوم اعداد هذا المقرر
بتقديم منحة إلى هيئة الخدمات التعليمية



تأليف

ايفيند هـ . ويكمان

أستاذ الفيزياء - جامعة كاليفورنيا، بيركلي

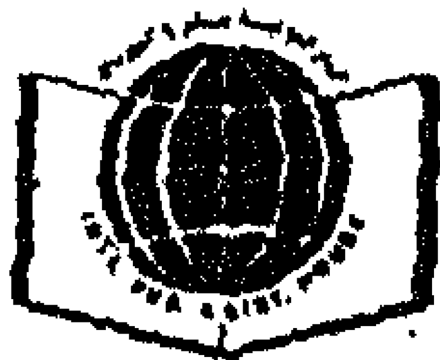
ترجمة

الأستاذ الدكتور خليل محمد ابراهيم عبده
أستاذ الفيزياء النووية - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية

الأستاذ الدكتور محمد عبد الله سمري
أستاذ فيزياء الجوامد - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية

مراجعة

الأستاذ الدكتور محمد عبد المقصود النادي
نائب رئيس جامعة المنصورة - سابقا
أستاذ الفيزياء - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية



الدولية للنشر والتوزيع

حقوق النشر



الدار الدولية للنشر والتوزيع

٣٨ ش الأهرام - روكسي - مصر الجديدة

ص . ب : ٥٥٩٩ هليوبوليس غرب - القاهرة

تليفون : ٢٥٨٢٨٨٧

تلكس : ٢٠٠٧٠ / ٢٠٠٧١ PBCRB Un

فاكس : ٢٩١٨٠٥٩ / ٢٠٢ ٠٠

ISBN 70 084811 4

مقدمة لمقرر بيركلى فى الفيزياء

هذا المقرر عبارة عن دراسة تمهيدية لمدة عامين فى الفيزياء الجامعية معدة للطلبة الذين سيتخصصون فى العلوم والهندسة . وهدف المؤلفين هو تقديم الفيزياء بقدر الإمكان كما تبدو للفيزيائيين البارزين فى مجالهم . وإننا ننشد تقديم مقرر يركز بشدة على أساسيات الفيزياء . وأهدافنا المحددة كانت تقديم الطلبة فى مرحلة مبكرة إلى أفكار النسبية الخاصة ، وفيزياء الكم ، والفيزياء الإحصائية . فى نفس الوقت أردنا أن يكون تقديمنا ذا طابع أساسى ، ولم يكن القصد أبدا هو إعداد مقرر يخدم الطلاب المتخصصين أو طلاب المراحل المتقدمة ، بل أعد هذا المقرر من أجل أى طالب يكون قد درس الفيزياء فى المرحلة الثانوية . ويجب أن يدرس فى نفس الوقت مع هذا المقرر مقرراً رياضياً يشمل التفاضل والتكامل .

وتشمل الأجزاء الخمسة للمقرر : *

١ – الميكانيكا (كيتيل ، نايت ، رودرمان)

٢ – الكهربية والمغناطيسية (بيرسيل)

٣ – الموجـات (كروفورد) .

٤ – فـيزياء الكم (ويكمان)

٥ – الفيزياء الإحصائية (ريف)

وقد أدى التطبيق الأولى لهذا المقرر بآلان م . بورتيس (Alan M. Portis) إلى ابتكار معمل جديد للفيزياء الأساسية ، يعرف الآن بمعمل بيركلى للفيزياء . ولأن المقرر يؤكد على مبادىء الفيزياء ، فمن المحتمل أن يشعر بعض المدرسين بأن المقرر لايتناول الفيزياء التجريبية بالقدر الكافى . والمعمل غنى بالتجارب الهامة ، ومصمم بحيث يتعرض لموضوعات المقرر بأكمله .

وقد تم فى السنوات الأخيرة تخطيط وتطوير عدة مقررات جديدة للفيزياء الجامعية فى الولايات المتحدة الأمريكية . طرأت فكرة إعداد مقرر جديد لكثير من الفيزيائيين ، المهتمين بالتطورات الحديثة فى العلوم والهندسة ، وبزيادة الاهتمام بالعلوم فى المدارس الابتدائية والثانوية . ولقد ولد مقررنا عقب مناقشة بين فيليب موريسون (Philip Morrison) ، الآن فى معهد ماساتشوستس التكنولوجى ، وبين تشارلز كيتيل (C. Kittel) فى نهاية عام ١٩٦١ . ولقد شجعنا جون مايز (John Mays) وزملاؤه فى المؤسسة القومية للعلوم وشجعنا أيضاً والتر س . ميكلز (Walter C. Michels) رئيس هيئة

---

* من تلك ظهرت الأجزاء ١ ، ٢ ، ٣ ، و٥ من قبل . تعكس التغيرات فى المقدمة العامة للجزء الحالى بعض التغيرات التنظمية والتى تم إعداد هذا الجزء فى خلفيتها .

الفيزياء الجامعية حينئذ . وتكونت لجنة غير رسمية برئاسة تشارلز كيتيل لوضع أسس المقرر خلال مراحله الأولية . وكان الاجتماع الأول للجنة فى بيركلى فى مايو عام ١٩٦٢ ، وفى هذا الوقت تم رسم الإطار المبدئى ، مشتملا على المواضيع والاتجاهات التى اعتقدنا بوجوب وإمكانية تدريسها للطلبة المبتدئين فى العلوم والهندسة . منذ ذلك الوقت طرأت بعض التغييرات على عضوية اللجنة ، وتشمل الآن الموقعين أدناه . ولقد تركت الحرية لكل مؤلف ، فى مرحلة التكوين للمقرر لكى يختار الأسلوب والطريقة التى تبدو مناسبة للموضوع .

ولقد قدمت المنحة المالية لتطوير المقرر بواسطة الهيئة القومية للعلوم ، مع دعم غير مباشر لايستهان به من جامعة كاليفورنيا . وتم الإشراف على رأس المال بواسطة مركز تطوير العلوم ، المساهم * (EDC) ، وهو مؤسسة لاتعمل من أجل الربح وتأسس للاشراف على برامج تحسين المناهج . ونحن مدينون بوجه خاص إلى جلبرت أوكلى (Gilbert Oakley) ، وجيمس الدريتش (James Aldrich) وإلى وليام جونز (William Jones) وكلهم من EDC ، وذلك لتشجيعهم العاطفى والحماسى . ولقد أسس EDC حديثاً مكتباً فى بيركلى تحت الإدارة القديرة للسيدة ليلا لويل (Mrs. Lila Lowell) وذلك للمساعدة فى تطوير المقرر والمعمل .

وليس لجامعة كاليفورنيا علاقة رسمية مع برنامجنا ، لكنها قد ساعدتنا بطرق هامة . ومن أجل هذه المساعدة فإننا نشكر الأستاذ بيرتون ج موير (Prof. Burton J. Moyer) رئيس قسم الفيزياء ، والهيئة التعليمية والإدارية للقسم . وعلى وجه الخصوص فإننا نعترف بجميل الزملاء الذين قاموا بتجربة هذا المقرر فى الفصول الدراسية ، والذين قدموا النقد والنصح من أجل التحسينات نتيجة تجاربهم .

وإننا نرحب دائماً بتصويباتك واقتراحاتك .

فرانك س . كروفورد ، الصغير	(Frank S. Crawford, Jr)	
تشارلز كيتيـــل	(Charles Kittel)	
والـــتر د . نايت	(Walter D. Knight)	
آلان م . بورتيس	(Alan M. Portis)	
فريدريك ريف	(Frederick Reif)	
مالفين أ . رودرمان	(Malvin A. Ruderman)	
إيفنيد هـ . ويكمان	(Eyvind H. Wichmann)	
أ . كارل هلمهولتز	(A. Carl Helmholz)	رؤساء
إدوارد م . بيرسل	(Edward M. Purcell)	رؤساء

* سابقا Educational Services Incorporated

مقدمة للجزء الرابع

يخصص هذا الجزء من مقرر بيركلى للفيزياء لفيزياء الكم . ويعتبر تقديماً للطالب الذى تناظر حصيلته فى الفيزياء جزءاً كبيراً من المادة العلمية التى تحتويها الأجزاء السابقة من سلسلة الكتب . وإذن يكون الدارس المثالى هو طالب علوم أو هندسة فى سنته الثانية . ولا يبدو من المعقول أو من العدل تأجيل دراسة كل جوانب الظواهر الكمية إلى مابعد السنة الثانية فى الدراسة ، خصوصاً فى هذه الأيام وعلى ضوء التطورات التى حدثت فى الفيزياء خلال الخمسين عاماً الماضية . أى مقرر جيد التوازن يجب أن يعكس بالتأكيد بعضاً من هذه التطورات .

إننى لا أعتقد بأن دراسة فيزياء الكم تكون أكثر صعوبة من دراسة أى فرع آخر من الفيزياء . نصادف فى كل مجال من الفيزياء ظواهر نشعر بأنها سهلة وواضحة ، ونصادف فى نفس الوقت ظواهر يصعب تفسيرها بصورة كمية . وفى الواقع ، أنه كان ينظر إلى كل الظواهر الكمية فى وقت ما على أنها غامضة ومحيرة للغاية . وخلال الفترة الأولى من استكشاف هذا المجال ، عانى الفيزيائيون الكثير من المصاعب النفسية الحقيقية التى نشأت جزئياً من تحيز مفهوم فى صالح دنيا الميكانيكا الكلاسيكية ، وجزئياً من عدم اكتمال الصورة التجريبية . ومع ذلك فلا يوجد هناك سبب فى إعادة تجسيد تلك المصاعب بالنسبة لطالب اليوم المبتدىء . ومن المؤكد الآن أن الوصف الكلاسيكى ليس سوى وصف تقريبى للحقيقة ، وأصبح الآن فى متناولنا كم هائل من النتائج العملية التى تعضد وتوضح السمات المختلفة للأفكار النظرية الحالية . وإننى لشديد الاعتقاد بأن ضمن الحقائق المعروفة يمكننا أن نجد مواضيع للمناقشة تكون قاطعة وسهلة إلى درجة أنه يمكن تداولها بطريقة أولية ، لكنها فى نفس الوقت توضح أفكاراً ومبادىء هامة . وإننى أشك كثيراً فى أن الطالب الموجه تفكيره إلى سلسلة من الحقائق الفيزيائية السهلة والهامة سوف يشعر بأن الظواهر الكمية هى أكثر غموضاً عن ظاهرة الجاذبية العامة ، مثلا .

وهدفى فى هذا الكتاب هو تقديم أمثلة مميزة من الظواهر الكمية ، لاطلاع القارىء على رتب عظم نمطية لبارمترات فيزيائية فى الفيزياء المجهرية ، ولتقديمه إلى التفكير الميكانيكى الكمى . لقد حاولت أن أضمن بين مواضيع المناقشة ، ظواهر ومواضيع بحثية ذات أهمية خاصة بالنسبة لفهم الفيزياء . وحاولت فى نفس الوقت بأن أبقى المناقشة فى صورة أولية بقدر الإمكان . ولقد انتقيت موضوعاتى من مجالات متعددة للفيزياء المجهرية ولكننى لم أحاول أن أقدم تقريراً منهجياً مفصلا لكل هذه المجالات . وفى رأيى أنه يجب أن نترك مثل هذه التقارير إلى مقررات على مستوى السنتين الثالثة والرابعة من مرحلة البكالوريوس .

أما بالنسبة للإعداد الرياضى للدارس فإن المتطلبات متواضعة . وإننى أفترض بأن القارىء قد درس بالفعل مقرراً فى علم التفاضل والتكامل، متضمناً مقدمة للمعادلات التفاضلية العادية وبعضاً من تحليل المتجهات . ولكى نبقى على اهتمام القارىء مركزاً فى اتجاه الموضوعات الفيزيائية بدلا من تركيزه على المسائل الرياضية التقنية ، فلقد تحاشيت المواضيع التى قد تبدو فى هذه المرحلة صعبة من الناحية الرياضية . والمواضيع التى تستدعى معرفة

خواص الدوال الخاصة ، أو طرق فصل المتغيرات فى نظرية المعادلات التفاضلية الجزئية ، لم تناقش على الإطلاق . أما بالنسبة لعلم الجبر فلقد قررت آسفاً بأن أفترض عدم الدراية بنظرية المصفوفات وعلى هذا فلقد تحاشيت الموضوعات التى تعتبر نظرية المصفوفات بالنسبة لها أدوات رياضية طبيعية .

وإنى لا أعتقد بأى حال من الأحوال بأن إنجاز الأهداف العامة لهذا الجزء من المقرر يتطلب تدريس كل مادة هذا الكتاب فى السنة الدراسية . وعلى العكس فلقد أردت أن أترك للمحاضر حرية حركة معقولة فى اختيار موضوعات الدراسة ولمساعدة المحاضر فى التخطيط لهذا المقرر فإنى أناقش الأهداف المحددة للفصول المختلفة فى ملاحظات التدريس التى تتلو هذا التمهيد ، وقد حاولت تحديد مايمكن اعتباره أقل برنامج . وإنى أشعر بعدم الضرر من وجود مادة للقراءة أكثر مما تدرس بالفعل فى الصف ، حيث يوجد دائماً بعض الطلبة الراغبين فى القراءة إلى أبعد مما تتضمنه المحاضرات .

إيفنت ه . ويكمان
أكتوبر ١٩٦٧
بيركلى ، كاليفورنيا

ملاحظات للتدريس والدراسة

ضمنت مادة الكتاب فى تسعة فصول . ويشمل كل فصل العديد من البنود القصيرة ، المرقة تسلسلياً ، والتى يتضمن كل منها بصفة عامة فكرة أو خطوة من التدرج الفكرى . وقد رقمت المعادلات ، والأشكال ، والجداول التى يتضمنها المرجع بأرقام البنود التى تنسب إليها أو التى تشير إليها . وقد ضمنت الإشارات إلى مواضيع معينة فى الكتاب على هيئة تذييلات . وتعطى المراجع العامة فى نهاية الفصول . كما تعطى جداول لمعطيات فيزيائية فى الملحق ، وأيضاً على الصفحات الداخلية لغلاف الكتاب . * وتعطى مسائل للدراسة الفردية فى نهاية الفصول . ويجب على الطالب الجاد أن يحل شطراً كبيراً جداً من تلك المسائل .

وتتكون مراجع هذا الكتاب من مقالات أصلية ، وكتب أخرى ، وأيضاً من مقالات جامعة أولية من النوع الممكن الحصول عليه فى مجلة *Scientific American* . وأود أن أوجه الحديث الآتى إلى الطالب الذى سيقرأ كتابى . سوف تحصل على صورة مشوشة للفيزياء إذا ما اقتصرت قراءاتك على الكتب فقط . فالمرجع يزودنا بالهيكل الأساسى لدراسات رتيبة ومنظمة ، لكنه لايمكن أن يعكس ثراء وتنوع المجهود الفكرى فى الفيزياء . فعلى سبيل المثال ، يعتبر هذا الكتاب قاصراً إلى درجة كبيرة فى وصفه للوسائل التجريبية . ولتشجيعك فى أن تبدأ فى التعرف على ماتم نشره فقد ضمنت فى كتابى هذا إشارات إلى مقالات تتضمن تقارير عن أبحاث أصلية . بالتأكيد فإننى لا أتوقع بأن تقرأ أكثر من القليل من هذه المقالات ، لكنك عندما تصادف موضوعاً تجد نفسك متعلقاً به على وجه الخصوص فإننى أحثك على الذهاب إلى المكتبة للبحث عن المصادر الأصلية . ومن المحتمل أن تجد أيضاً مقالات لايكون عندك الخلفية اللازمة لها . وهناك مقالات كثيرة ، خصوصاً عن تجارب ، يمكنك قراءتها باستعداداتك الحالية ، وعليك أن تتخير منها ماتحب ويمكنك أن تحصل من مدرسك على نصائح إضافية عن أمكنة البحث عن هذه المعلومات . المقالات الاستعراضية الأولية فى مجلة *Scientific American* ، والتى تحتاج لقراءتها إلى القليل جداً من الإعداد يمكن أن تكون مفيدة جداً فى هذه المرحلة . يمكنك أن تتعلم هناك عن التجارب الحالية وأيضاً عن المواضيع الحالية ذات الاهتمام.

وليست مسألة الوحدات من المسائل ذات الأهمية فى هذا الكتاب . فيمكن للمحاضر أن يستخدم نظام cgs أو نظام MKS للوحدات وذلك تبعاً لما يفضله . (والمكان الوحيد الذى يكون فيه فرق بين النظامين هو فى تعبير ثابت التركيب الدقيق .) وتعطى الثوابت فى نظامى الوحدات . وتعرض النتائج التجريبية فى نظام الوحدات العملى . وغالباً ما أقوم بكتابة المعادلات فى المناقشات النظرية بصورة غير بعدية لاتظهر فيها الوحدات العيانية إطلاقاً .

---

* (ملاحظة أضيفت فى المراجعة) قدم الكتاب كاملاً إلى الناشر فى نهاية عام ١٩٦٧ ، وعلى هذا فإن الكتاب لايحتوى على إشارات إلى الأعمال التى تمت أخيراً . ومع ذلك ، فيمكننا أن نقرر بأنه لم يحدث شىء فى تلك الأثناء يمكن أن يؤثر تأثيراً جوهرياً على محتويات هذا الكتاب .

وفيما يلي أود أن أعلق على محتويات كل فصل ، وذلك لشرح أهدافي ، ولبيان كيفية القيام بالتقسيمات ، بعض الموضوعات يشار إليها في الكتاب على أنها « موضوعات متقدمة » هذه الموضوعات ليست بالضرورة أكثر تقدماً من موضوعات أخرى يتم مناقشتها ، وليست أيضاً بالضرورة أكثر صعوبة . ولكن تمثل تلك الموضوعات خروجاً عن الخط الرئيسي في المواد المعروضة وعلى ذلك فيمكن حذفها بأمان دون أن تجعل بقية الكتاب متعذراً على الفهم .

والفصل الأول عبارة عن تمهيد عام يتم فيه مناقشة مجال الفيزياء الكمية ، ويتم التعليق فيه على بعض السمات التاريخيةللفيزياء الكمية . وربما تكون أهم رسالة في هذا الفصل ، هي أن الفيزياء الكمية وثيقة الصلة بكل الفيزياء ولا تتعلق فقط بالظواهر « الميكروسكوبية » . ولإعداد مقرر مختصر يمكن ترك معظم الفصل الأول كواجب يقرأ ، ويمكن للمحاضر أن يحصر مناقشات محاضرته في المادة المتضمنة في البنود من ٢٧ إلى ٥٢ ، والتي تتعلق بدخول ثابت بلانك إلى عالم الفيزياء . ولا تحتاج المسائل في نهاية الفصل إلى إعداد خاص ويمكن أن يتضمنها المقرر المختصر .

يختص الفصل الثاني بمقادير الكيات الفيزيائية في الفيزياء الميكروئية (microphysics) . الهدف هو أن نعود الطالب على هذه المقادير ، لكي يكتشف التجمع « الطبيعي » للثوابت الفيزيائية ، ولكي يرى الطالب كيفية إجراء تقديرات بسيطة على أساس من نماذج بسيطة . وإني لأعتبر هذه الأهداف أهدافاً هامة جداً ، والفصل ، مع التمرينات في نهايته ، يستحق اهتماماً خاصاً . ويمكن حذف البنود من ٤٧ — ٥٧ في المقرر المختصر .

يتعلق الفصل الثالث بمستويات الطاقة ، وذلك غير التفسير النظري لوجود تلك المستويات . سيأتي هذا التفسير مؤخراً ، في الفصل الثامن . والسبب وراء هذا الترتيب الغريب إلى حدما في العرض هو أنني أردت وضع كل المواضيع التي تحتاج إلى بعض المعرفة للمعادلات التفاضلية في مرحلة متأخرة قدر الإمكان من الكتاب. ويمكن تغيير هذا الترتيب تبعاً لمقدرة واستعداد الطالب . وقد أردت في الفصل الثالث إعطاء أمثلة واقعية لأنظمة المستويات وتخطيطات الحدود ، وبأن أوضح كيفية التوصل إلى استنتاجات بسيطة ، معتمدة على الحقيقة التجريبية من وجود أنظمة المستويات في الطبيعة . يمكن ترك جزء من الفصل كواجب للقراءة . وهناك نقطة هامة يجب مناقشتها بالتفصيل التام هي العلاقة بين زمن العمر وسمك المستوى (البنود من ١٤ إلى ٢٦) .

يتعلق الفصل الرابع بالخواص الموجية والجسيمية للفوتونات . إذ يشمل حقائق عملية هامة ، ويوجه القارىء إلى التفكير الميكانيكي الكمي عن تلك الحقائق . أشعر بأن هذا الفصل لايمكن أن يستبعد أو يقسم .

ويناقش الفصل الخامس الطبيعة الموجية لكل الجسيمات المادية . فبعد قراءة الطالب للفصلين الرابع والخامس يكون قد تعلم أن كل الجسيمات الحقيقية الموجودة في الطبيعة لها خواص موجية ، وتتكون لديه بعض الأفكار عن المغزى المباشر لهذه الحقيقة التجريبية البسيطة . وسيكون الطالب قد تعلم أيضاً أن الطبيعة الموجية للجسيمات لا تتعارض مباشرة مع معلوماتنا عن الفيزياء العيانية ، وعن السبب في ذلك . يتعلق الفصل الخامس إذن ،

وإلى حد كبير ، بمواضيع أساسية جداً . ويجب عدم استبعاد استنباط معادلة كلاين – جوردون (البنود من ٣٦ إلى ٤٦) . ويمكن ترك تفسير حلول معادلة موجية على أنها مناظرة لمتجهات فى فراغ اتجاهى (البنود من ٤٧ إلى ٥٤) كواجب للقراءة ، أو ربما يمكن حذفها كلية . ويمكن أيضاً ، فى مقرر مختصر ، أن نحذف مناقشة حيود الموجات بواسطة تركيب دورى (البنود من ١٦ إلى ٢٢) ، وذلك على الرغم من أنه من المعيب حقاً أن نحذف نظرية لها الكثير جداً من التطبيقات العملية المؤكدة .

تم مناقشة علاقات عدم التيقن (البنود من ١ إلى ١٩) فى الجزء الأول من الفصل السادس . هذه المادة ذات أهمية حاسمة ويجب عدم حذفها . وسيتم فى بقية الفصل السادس القيام بمحاولة لصياغة ومناقشة بعض القواعد العامة للتفكير الميكانيكى الكمى . يتم عرض نظرية القياسات ، ويتم مناقشة فكرة المجاميع الإحصائية والتراكب المترابط واللامترابط . ولقد حاولت قدر الإمكان الإبقاء على هذه المناقشة على صورة فيزيائية ومع ذلك ، فلا يمكن أن ننكر بأن المناقشة فى هذا الفصل تذهب أبعد بكثير عن المعتاد فى الكتب التمهيدية ، ويمكن أن يشعر الكثير من القراء بأن هذه المادة يمكنها الانتظار إلى وقت لاحق . من جهة أخرى أشعر بأن بعضاً من الأفكار الأساسية فى هذا الفصل لاتكون صعبة بصفة خاصة إذا ماتم عرضها بصورة مرتبة ، ومن الجدير محاولة عرض تلك الأفكار مبكراً .

يتم عرض مقدمة لنظرية شرودينجر فى الفصلين السابع والثامن . وكان هدفى أن نبين ببعض التفصيل كيفية استخدام نظرية الميكانيكية الكمية وكيفية عملها . وبالنسبة لمقرر مختصر يمكن حذف البنود من ٤٩ إلى ٥١ من الفصل السابع والبنود من ٤٩ إلى ٥٨ من الفصل الثامن . وعلى الأرجح يجب عدم حذف المناقشة الخاصة باختراق الحاجز فى اضمحلال ألفا (البنود من ٢٧ إلى ٤٨ ، الفصل السابع) ، وذلك لأنه من المؤكد أن يكون للمقارنة بين النظرية والتجربة رد فعل قوى .

يتعلق الفصل التاسع بمسألة الكيفية التى يمكن أن نصف بها التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات الأولية . تحتوى البنود من ١ إلى ١٨ على مناقشة أولية عن عمليات التصادم . وفى البنود من ١٩ إلى ٣١ تم مناقشة بعض الحقائق المعروفة وبعض الأفكار النظرية عن الجسيمات . وتتبع هذه المناقشة بمناقشة كيفية عن بعض الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية . والنتيجة الملموسة لهذه المناقشة هى الاستنباط المبسط لجهد يوكاوا فى البنود من ٤٧ إلى ٥٥ . وبالنسبة لمقرر مختصر يمكن حذف الفصل التاسع كلية ، لكننى أشعر بوجوب تقديم بعض الملاحظات عن مسألة التفاعلات البينية فى مكان ما فى المقرر . وبصرف النظر عما إذا كان محتوى الفصل التاسع سوف يدرس أم لا فلقد شعرت بوجوب وجود هذه المعلومات عند الطالب المهتم . رغم كل ذلك فإن المسائل المطروحة تعتبر فى محط اهتمام الفيزياء المعاصرة .

الهدف من المسائل الموجودة فى نهاية كل فصل هو زيادة توضيح المواضيع تحت المناقشة . تتنوع هذه المسائل إلى درجة كبيرة فى درجة الصعوبة . ويوجد عدد قليل من تلك المسائل يمكن حله بمجرد التعويض بقيم عددية فى صيغ موجودة فى مكان ما من الكتاب . وهناك عدد معين من تلك المسائل يؤدى الغرض الهام من إعطاء القارىء الإحساس بالقيم العددية للمقادير الفيزيائية المتعلقة بموضوع الكتاب . ومع ذلك ، فلقد

أردت بانتقائى هذا تضمين مسائل تختبر حقيقة فهم القارىء للمقرر ، ولم أرد أن تتوه تلك المسائل فى خضم عدد كبير من المسائل البسيطة . ولقد افترضت ، بالإضافة إلى ذلك ، بأن كل محاضر سوف تكون لديه الرغبة فى وضع عدد معين من مسائله الخاصة ، يلائم مقرره المختار ، وإذا ماظهرت الحاجة إلى ذلك فإن بعض تلك المسائل من الممكن أن يكون من نوع التعويض البسيط . إذا ما حذف محاضر بعض أجزاء من المقرر ، فإنه بالطبع سوف يحذف أيضاً المسائل المناظرة لتلك الأجزاء ومن المرجح أن يستبدلها بأخرى .

وبالإضافة إلى تلك الاقتراحات المحددة عما يمكن حذفه ، فإن المحاضر لديه الحرية فى حذف أجزاء أخرى متفرقة ، وأن يختصر ويبسط المناقشة ، بدون أن يتعارض مع الهدف من هذا الكتاب . وفى مقرر مختصر من الممكن أن تغطى المحاضرات مايتراوح بين نصف وثلثى مادة هذا الكتاب . وأننى أقدر بأن هذه الكمية سوف تناظر حوالى عشرين ساعة من المحاضرات ، وهذا إذن هو الزمن الأدنى الذى يجب إعطاؤه لجزء الفيزياء الكمية فى المقرر .

المحتويات

الفصل الأول

تمهيد

الفصل الثانى

مقادير الكميات الفيزيائية فى الفيزياء الكمية

الفصل الثالث
مستويات الطاقة

الفصل الرابع
الفوتونـــات

الفصل الخامس
الجسيمات المـــادية

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

الفصل السابع

الميكانيكا الموجبة لشرودينجر

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

الفصل التاسع
الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

الفصل الأول

تمهيد

الفصل الأول

تمهيد

مجال الفيزياء الكمية

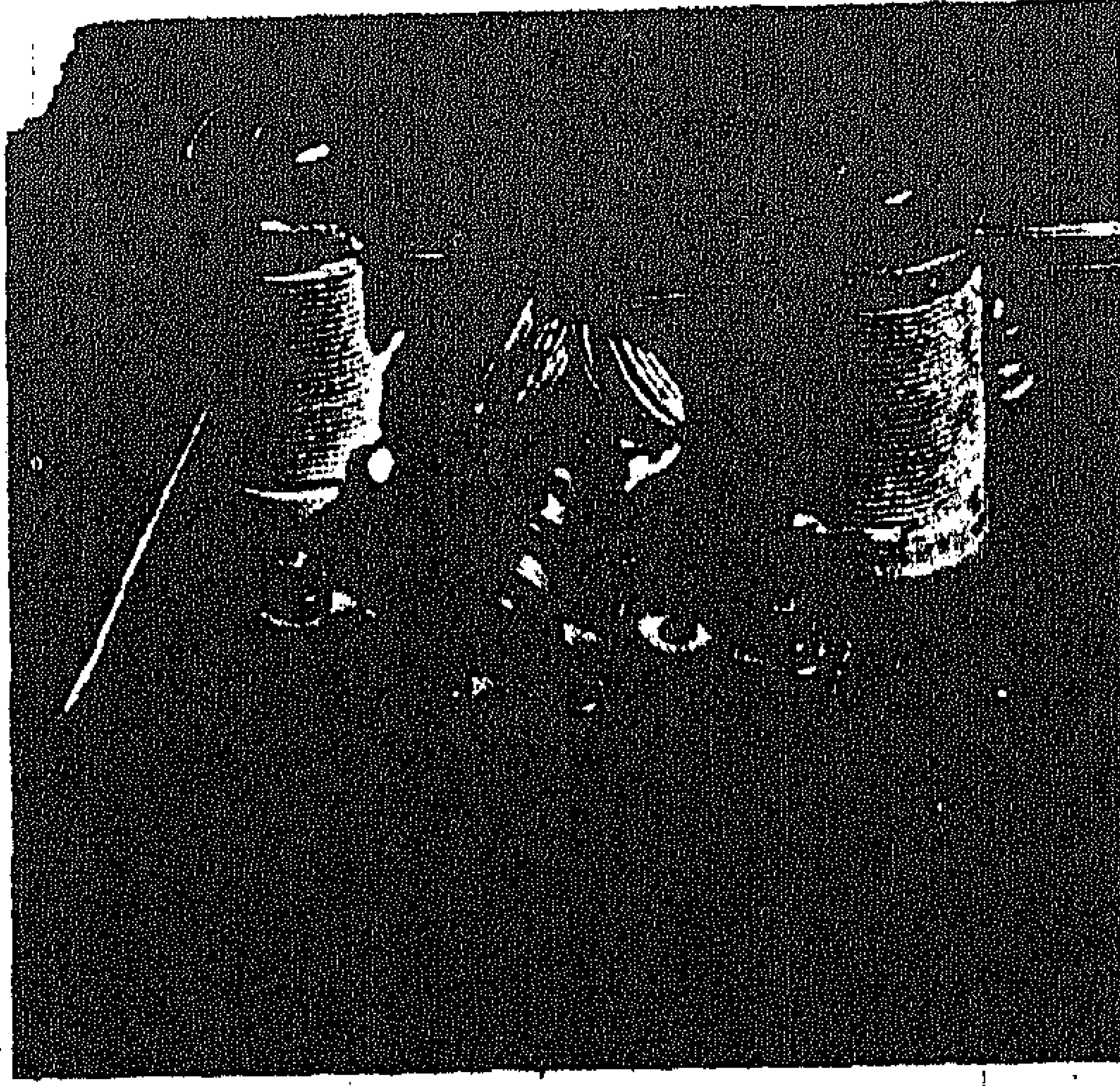
١ – فى هذا الجزء من المقرر سوف ندرس فيزياء عالم الذرات والأنوية والجسيمات الأولية . وفى هذا الصدد سوف نتعرض لسمات جديدة للطبيعة : جديدة بمعنى أننا لم نناقشها بطريقة منهجية فى الأجزاء السابقة . هذه السمات تتصل عادة بالظواهر الكمية ، لذا سوف نسمى مادة هذا الجزء فيزياء كمية . كما أن النظرية الرياضية الأساسية المقبولة حالياً تعرف بالميكانيكا الكمية .

ويجب ألا يتبادر إلى الذهن أن «الفيزياء الكمية » هى بمثابة شئ لا يعنى العالم العيانى (الماكروسكوبى) . فى واقع الأمر أن الفيزياء الكمية تشمل كل ما هو فيزياء ؛ كما أن قوانيننا فى الفيزياء الكمية كما نعرفها اليوم هى القوانين الأكثر شمولا للطبيعة .

٢ – لقد درسنا فى الأجزاء السابقة – من مقرر فيزياء بيركلى – الظواهر الفيزيائية فى العالم العيانى (الماكروسكوبى) . وقوانين الطبيعة التى اكتشفناها هى قوانين الفيزياء الكلاسيكية . ويمكننا القول بصفة عامة أن الفيزياء الكلاسيكية تهتم بملامح الطبيعة التى لا يعنيها مباشرة التركيب الجوهرى للمادة . أما فى هذا الجزء ، فسوف ندرس بالتحديد الجسيمات الأولية ، وعلينا محاولة اكتشاف القوانين التى تحكم سلوك هذه الجسيمات . بالطبع سوف نركز انتباهنا على المجالات الفيزيائية التى تظهر فيها هذه القوانين بوضوح تام ، وهذا يعنى أن ندرس الحالات التى تحتوى على تفاعلات بينية لعدد قليل من الجسيمات فى المرة الواحدة . وعليه فان معظم الفيزياء المدروسة فى هذا الجزء يمكن أن نطلق عليها الفيزياء **المجهرية (الميكروسكوبية)** : فنحن ندرس أنظمة « صغيرة » مكونة من عدد صغير من الجسيمات الأولية .

ولكن إذا عرفنا القوانين الأساسية التى تحكم عالم الجسيمات الأولية استطعنا من ناحية المبدأ – أن نتنبأ بسلوك الأنظمة الفيزيائية للعالم العيانى ، أى التى تتكون من عدد كبير من الجسيمات الأولية . وبالتالى فان قوانين الفيزياء الكلاسيكية إنما تنبع من قوانين الفيزياء المجهرية ، وأن الميكانيكا الكمية بهذا المعنى وثيقة الصلة بالعالم العيانى كما هى وثيقة الصلة بالعالم المجهرى .

٣ – عندما نطبق قوانين الفيزياء الكلاسيكية على أنظمة العالم العيانى فاننا نحاول أن نصف فقط الملامح الإجمالية الأكيدة لسلوك النظام . فنحن نأخذ فى الاعتبار – مثلا – حركة « الجسم الصلب » ككل ، ولكننا لا نحاول مناقشة حركات كل المكونات الأولية لهذا الجسم . هذه إحدى الملامح المميزة للنظريات الكلاسيكية فى الفيزياء عند تطبيقها على أنظمة العالم العيانى ، إذ تهمل التفاصيل الدقيقة لسلوك النظام ولا تبذل محاولة ما للتعرف على كل صفات الحالة . بهذا المعنى فان قوانين الفيزياء الكلاسيكية إنما هى قوانين تقريبية لوصف الطبيعة . ويجب اعتبارها أشبه بصيغ نهائية لقوانين الفيزياء الكمية الأكثر تأصيلا وشمولا .



مثال لنظام ميكانيكى – كى . سلوك هذا المحرك الكهربى (وبطارية المصباح اليدوى الذى يستخدم كصدر قدرة) محكوم بقوانين الميكانيكا الكية ، بالرغم من أن المؤلف لم يتوقع هذا على الإطلاق عندما منح هذا المحرك منذ حوالى ثلاثين عاماً مضت .

بالطبع يعتمد تصميم المحرك الكهربى على النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية والميكانيكا الكلاسيكية ، التى هى صيغ نهائية لميكانيكا الكم ، ولا يمكن لمهندس مفكر أن يحاول وصف نظام كبير كهذا بدلالة التفاعلات بين الجسيمات الأولية الداخلة فى تكوينه .

وبتعبير آخر ، فالنظريات الكلاسيكية هى **نظريات ظواهرية** (*Phenomenological*) ومثل هذه النظريات تحاول أن تصف وتلخص الحقائق التجريبية المحصورة فى بعض المناطق المحدودة للفيزياء . وليس المقصود بها أن تصف كل شئ فى الفيزياء ، ولكن النظرية الظواهرية الجيدة ، إن وجدت ، كفيلة بأن تصف بدقة كبيرة كل شئ داخل المنطقة المحدودة . وربما يرغب القارئ ذو الميول الفلسفية فى إبداء ملاحظة أن كل نظرية فيزيائية هى من الناحية الجوهرية نظرية « ظواهرية » وأن الفرق بين النظرية الأساسية والنظرية الظواهرية إنما هى مسألة مدى أو حدود . ولكننا كفزيائيين – نعى فرقاً واضحاً بين النوعين من النظريات . فقوانيننا الأساسية للطبيعة إنما تتميز بعموميتها الفائقة ؛ ونحن لا نعرف أية استثناءات لما تنص عليه . لذلك فنحن نعتبرها أشبه بالحقيقة ودقيقة وصالحة عالمياً لحين وجود دلائل تجريبية واضحة تنفى ذلك . وعلى نقيض ذلك ، فالقوانين التى تشملها النظرية الظواهرية متعارف على أنها ليست ذات شرعية عالمية ؛ نحن ندرك أنها صالحة (بمعنى ، أنها ذات دقة كافية) ، فقط فى بعض المناطق المحدودة فى الفيزياء ، أما خارج هذه الحدود فقد تفقد معناها تماماً .



ولد ألبرت أينشتين (Albert Einstein) عام ١٨٧٩ فى ألم بألمانيا ، توفى عام ١٩٥٥ ، درس فى معهد التقنية (ETH) بزيورخ ، سويسرا ، وبعد حصوله على الدبلوم عام ١٩٠٠ شغل منصب فاحص اختراعات فى مكتب تسجيل الاختراع السويسرى ببرن . فى هذه الفترة كتب ثلاث نشرات علمية مشهورة ، ظهرت كلها فى عدد ١٩٠٥ من مجلة "*Annalen der Physik*" ، وتتعلق بالتأثير الكهرضوئى ، وحركة براونين ، والنسبية الخاصة ، وعقب ذلك شغل عدة مناصب فى برن ، زيورخ وبراج ، ثم شغل منصب مدير معهد القيصر ويلهلم فى برلين ، وفى عام ١٩٣٣ أصبح عضو معهد الدراسات العليا فى برنستون ، نيوجرسى . واستقر نهائياً بالولايات المتحدة الأمريكية . وقد حصل على جائزة نوبل فى عام ١٩٢١ .

ويعتبر أينشتين بصفة عامة أعظم نوابغ الفيزيائيين لهذا القرن ، وأحد العلماء العمالقة لكل العصور . فقد امتلك إلى درجة غير عادية القدرة على التقاط جوهر الظواهر الفيزيائية ، وليس من الممكن فى عجالة أن نوفى مساهمته العظيمة المتعمقة دائماً حول المسائل الأساسية فى الفيزياء ، فنظريته فى النسبية العامة تقف شامخة لتمثل واحدة من أعظم الخلق الثقافى المتميز على مر العصور (صورة بالإذن من *Physics Today*).

٤ — يجب بالطبع ألا نقلل من قدر النظريات الظواهرية. فهي تخدم هدفاً مفيداً للغاية ألا وهو تلخيص معرفتنا العملية فى مجالات الفيزياء المتعددة . وهناك حالات كثيرة فى الفيزياء نعتقد بوجود نظرية أساسية لها ، ولكن تعقيدات الظواهر تمنعنا من عمل تنبؤات دقيقة مبنية على « المبادئ الأولية » . فى مثل هذه الحالة علينا أن نجرب نظرية ظواهرية مبسطة تعتمد جزئياً اعتماداً مباشراً على الحقيقة التجريبية ، وجزئ على بعض الملامح العامة للنظرية الأساسية . فنحن ندع — بتعبير آخر — « الأنظمة الفيزيائية لتؤدى بعضاً من أعمالنا النظرية » . هناك بالإضافة إلى ذلك بعض حالات فى الفيزياء حيث تفتقد النظرية الأساسية . عندئذ فإن أية نظرية ظواهرية يمكن إنشاؤها (على أساس نموذج متواضع) تمثل خطوة مفيدة فى طريق البحث عن نظرية أكثر شمولا .

عندما نحاول أن نفهم ظاهرة فيزيائية غير مألوفة فمن الواضح منطقياً أن نجرب أبسط الأشياء أولا بمعنى أن نجرب نظرية أو نموذجاً قد ثبت نجاحه فى ظرف يبدو مماثلا . فإذا ثبت نجاح هذا النموذج فقد تعلمنا شيئاً ، وإذا ثبت عدم نجاحه فقد تعلمنا أيضاً شيئاً ما .

إن الأمر الهام الذى يجب أن نضعه فى الحسبان هو أن تلك النماذج ما هى إلا مجرد نماذج ، وليس بالضرورة أن توصف كل الفيزياء بدلالة نموذج وحيد .

٥ — كثيراً ما يتحدث الناس عن « الثورة » فى الفيزياء والتى نجمت عن اكتشاف ميكانيكا الكم . « والثورة » كلمة درامية (ذات جاذبية غريبة على ما يبدو) وتوحى بأن شيئاً ما قد انقلب رأساً على عقب . هنا يجب التنويه بأن قوانين الفيزياء الكلاسيكية — عند تطبيقها على الحالات التى صممت النظرية الكلاسيكية لوصفها — لم تنقلب رأساً على عقب . فحركة البندول — على سبيل المثال — مازالت توصف حتى يومنا هذا بنفس الطريقة التى كانت توصف بها فى القرن التاسع عشر .

بالإضافة إلى ذلك فإن المفاهيم الكلاسيكية كثيراً ما استخدمت بنجاح لتحصيل فهم جزئى لظواهر الفيزياء المجهرية : فهى مفاهيم ذات صلاحية تقريبية . ومن المهم أن ندرك تلك الحدود التى يمكن فيها تطبيق الأفكار الكلاسيكية ، وفى هذا الفصل سوف نحاول أن نعطى القارئ فكرة سريعة عن هذه الحدود . كما أن ما سنتعلمه حول الظواهر الكمية — فى الفصول اللاحقة — سوف يصل بالقارئ إلى مفهوم أكثر دقة لهذه المسألة الحيوية .

وفيما يختص بعدم الصلاحية العالمية للنظريات الكلاسيكية للفيزياء فقد تأكد هذا الأمر بما لا يدع مجالا للشك بفضل كثير من التجارب التى أجريت أثناء هذا القرن . وسوف نبرز فى هذا الجزء بعضاً من الدلائل التجريبية الموضوعية لنقنع القارئ بهذه الحقيقة .

٦ — عندما نفكر فى التغيرات التى قد حدثت فى الفيزياء أثناء هذا القرن يجب أن نتذكر أنه لم توجد أبداً نظرية كلاسيكية شمولية للمادة . فالقوانين الكلاسيكية هى قوانين ظواهرية جيدة ، ولكنها لا تخبرنا بكل شىء عن الأجسام العيانية . فبواسطة هذه القوانين يمكننا أن نصف سلوك (حركة) آلية مكونة من مجموعة زنبركات وروافع ، وحدافات ، الخ ، إذا أعطينا بعض « الثوابت المادية » مثل الكثافة ،

معامل اللزوجة ، الخ ، للمواد الداخلة فى تركيب الآلية . ولكن ، إذا سألنا لماذا تكون الكثافات كما هى عليه ، لماذا تأخذ ثوابت المرونة قيماً بعينها، لماذا ينكسر القضيب إذا زادالشد فيه عن حد معين وهكذا ، فان الفيزياء الكلاسيكية تبقى صامتة وعاجزة عن الرد . فالفيزياء الكلاسيكية لا تدلنا على سبب انصهار النحاس عند 1083°C ، أو سبب انبعاث الضوء الأصفر من بخار الصوديوم ، أو سبب امتلاك الهيدروجين لخواصه الكيمائية أو سبب إضاءة الشمس ، أو سبب انحلال ذرة اليورانيوم تلقائياً ، أو سبب توصيل الفضة للتيار الكهربى وسبب امتلاك الكبريت لخاصية العزل ، أو سبب تصنيع المغناطيسات من الصلب . ونستطيع أن نستطرد ونستطرد مسجلين كل الحقائق اليومية المحسوسة التى لا تملك الفيزياء الكلاسيكية الإجابة عليها إلا فيما ندر .

٧ — ولعل القارئ يريد أن يعرف ، هل نمتلك **الآن** نظرية شاملة للمادة ؟ والجواب بالنفى ؛ نحن لا تتوافر لدينا نظرية تستطيع شرح كل ما يحدث فى عالمنا . إلا أن معرفتنا عن الطبيعة قد توسعت توسعاً عظيماً خلال الستين عاماً الأخيرة . فقد اكتشفنا ملامح للطبيعة لم نكن نحلم بها أبداً ، كما أننا نجحنا فى حل كثير من المشاكل القديمة . ومن العدل أن نقول أننا — على سبيل المثال — نحيط الآن علماً بحقائق الكيمياء وخواص المادة فى مجملها : ففى مجالات الفيزياء هذه نستطيع أن نجيب على أسئلة لم يكن ممكنا مناقشتها من خلال النظرية الكلاسيكية .

الذرات والجسيمات الأولية

٨ — دعنا نتناول فكرة الجسيمات الأولية . ويرجع الفضل لبعض الفلاسفة الإغريق القدماء لكونهم أول من قدم مفهوم الذرات فى نظرية المادة . (وليس هذا استثناء فهناك احتمال أن آخرين قد سبقوهم بزمن طويل بأفكار مشابهة .) ، ويجب أن نستدرك هنا أن « ذرات » القدماء ليست بالتأكيد نفس الأشياء التى نتحدث عنها فى وقتنا هذا كذرات . وليست من الأمور البسيطة فى الواقع أن نفهم بدقة حقيقة ماقصده الفلاسفة الإغريق بمعنى هذا اللفظ ، ولكن المسألة الرئيسية التى كانت تعنيهم هى ما إذا كانت المادة يمكن تفتيتها لانهائياً أم لا وإذا لم يكن ممكناً تفتيت المادة لانهائياً ، فإن علينا اكتشاف ، وبمقياس متناه فى الصغر ، المكونات الأولية للمادة ، أو « الذرات » . وكل مانفعله أن نأخذ قطعة كبيرة من مادة ثم نعيد تقسيمها مرة بعد أخرى إلى قطع أصغر فأصغر . وبالضرورة سوف يصل هذا التقسيم إلى نهاية ، لنجد شيئاً لايمكن أن ينقسم بعد ، وتلك هى « الذرة » (الكلمة فى حقيقتها تعنى « غير قابل للانقسام ») .

وقد اعتقد الذريون الإغريق بأن المواد مبنية بالفعل من « الذرات » ، وفى أغلب الظن قد شعروا بأن الملامح المتباينة للمادة يمكن أن تشرح بشكل ما بدلالة تشكيلات مختلفة (وحركات ؟) « للذرات » . ونحن اليوم نعتقد بشيء مماثل ولكنه مشوب بالغموض ، لكن يوجد بالتأكيد فرق شاسع بين نظرياتنا العددية أو الكمية وبين التخمينات الغامضة للقدماء .

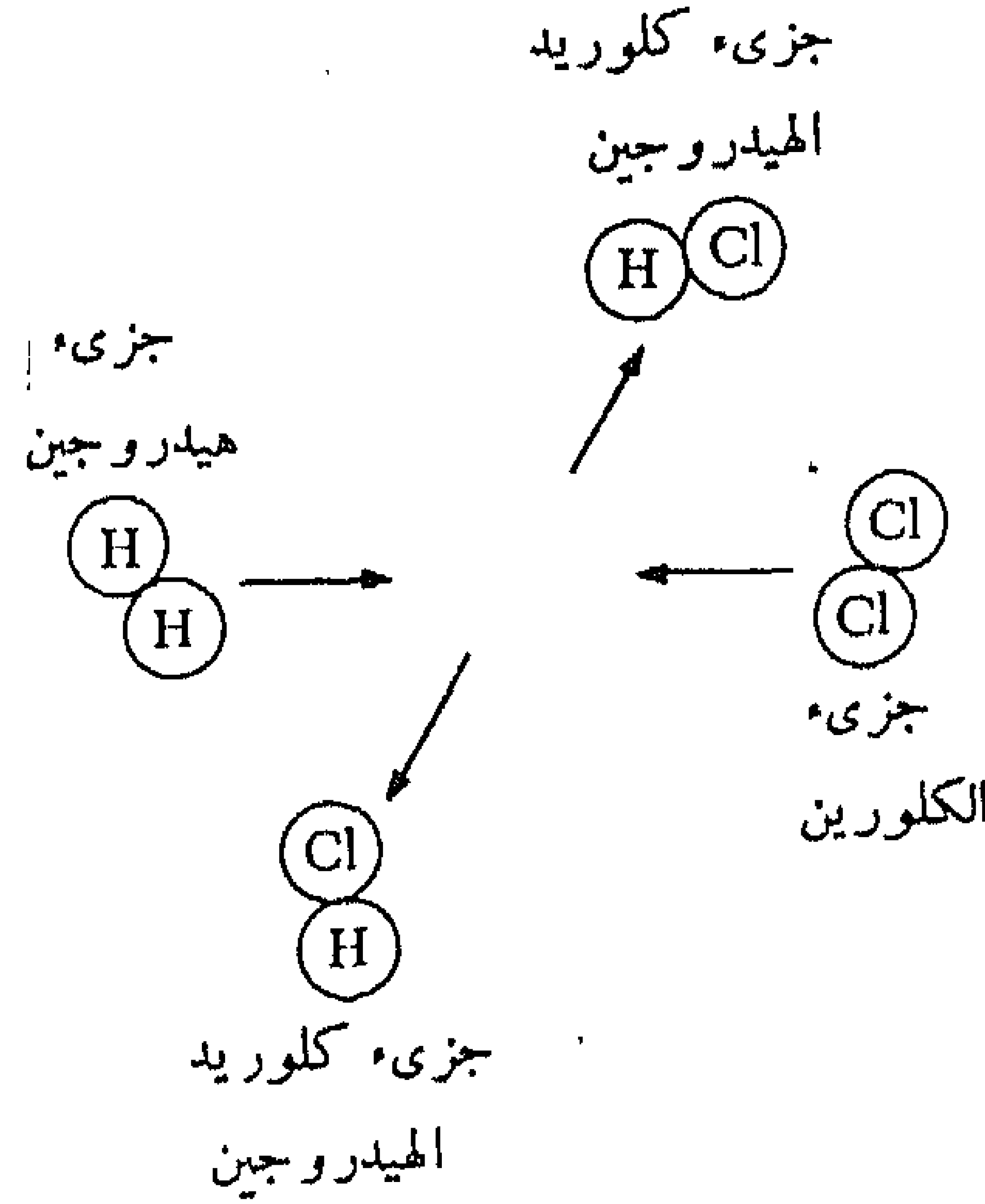
٩ — سوف لانمضى فى مناقشة التاريخ السابق للنظرية الذرية للمادة فى هذا الكتاب ، ولكن المطلوب من القارىء أن يتأمل الفهم الجديد بالملاحظة لظواهر الطبيعة الذى توطد خلال القرن التاسع عشر على فرض أن المادة مكونة من ذرات . فبناءاً على هذا الفرض يمكننا أن نلم بالحقائق الأساسية للكيمياء ، أعنى أن أى



ربما يكون قد خطر بالفعل لبعض الفلاسفة الطبيعيين أن الترتيب المبدع المبدع والأشكال الجميلة للبلورات تعكس طريقة بنائها من جسيمات صغيرة أو ذرات . واليوم تبدو هذه فكرة عادية جداً ، ولكن من الواضح أن هذه الفكرة لم تخطر لهم فى أول الأمر . وعلى حد علم المؤلف لايوجد فى السجل التاريخى دليل يشهد على أن الذريين الإغريق كان لهم هذا التصور حول البلورات .

وقد بدأ علم البلورات فى التطور فى نهاية القرن الثامن عشر ، ومن بين أوائل العاملين يمكن أن نذكر روميه دى لسلى وهوى (Romé de Lisle and Haüy) ، اللذين قدما قياسات دقيقة عن الزوايا بين المستويات الناتجة عن إنفلاق المادة . ومن قبلهما قد خمن كل من روبرت هوك وكرستيان هايجنز (Robert Hooke and Christian Huygens) حول كيفية بناء البلورات من جسيمات صغيرة (غير مرئية) .

مركب كيميائى يتكون دائماً من بعض عناصر كيميائية أساسية بنسب محددة ثابتة مميزة للمركب . ولنفترض – على وجه الخصوص – الحقيقة الواضحة التى بواسطتها نستطيع تمثيل المركبات الكيميائية بصيغ بسيطة مثل H_2O ، H_2SO_4 ، Na_2SO_4 و $NaOH$. إن الشيء المثير فى هذه الصيغ هو اشتمالها على أعداد صحيحة صغيرة تدلنا على اتحاد وحدتين من الهيدروجين مع وحدة أكسوجين لتكوين وحدة من الماء ، وهكذا . فإذا اعتبرنا أن المادة مكونة من ذرات فإننا نستطيع أن نفهم مباشرة هذه الحقائق العددية : فالمركبات الكيميائية تتكون من جزيئات ، التى هى بالتالى أنظمة مركبة من عدد صغير من الذرات . فذرتان من الهيدروجين تتحدان مع ذرة واحدة من الأكسوجين لتكون جزيئاً واحداً من الماء . أمر واضح وبسيط .



شكل ٩ أ

تمثيل تخطيطى إلى حد كبير للتفاعل الكيميائى $H_2 + Cl_2 \rightarrow 2HCl$ وفيه يتفاعل جزىء الهيدروجين مع جزىء الكلورين لتكوين جزيئين من كلوريد الهيدروجين ، والشكل يجسد فكرة أن التفاعل الكيميائى يشمل إعادة توزيع المكونات « الأولية » .

أما تفاصيل العمليات التى تحدث بالفعل عندما يحترق غاز الهيدروجين فى جو من الكلورين فهى معقدة للغاية ، فالطاقة تتحرر خلال العملية فى صورة ضوء وطاقة حركة لنواتج التفاعل ، والحرارة الناتجة من الغازات تؤدى إلى انحلال جزئيات الهيدروجين والكلورين إلى ذرات يمكنها عندئذ أن تتحد لتكون جزئيات كلوريد الهيدروجين . عمليات أخرى هامة يتم فيها إثارة داخلية للذرات والجزئيات من خلال تصادمات أو بواسطة الضوء تلعب أيضاً دوراً هاماً .

وكدليل آخر لصالح الفرض الذرى نلفت النظر إلى نجاح **نظرية الحركة للغازات** ، وعلى وجه الخصوص تلك النظرية المطورة بواسطة ج ، س ماكسويل و ل . بولتزمان (J. C. Maxwell and L. Boltzmann) . يمكن لهذه النظرية أن تشرح كثيراً من خواص الغازات بناء على فرض أن أى غاز فى وعاء ماهو إلا سرب من الجزئيات المتحركة عشوائياً داخل هذا الوعاء ، ولكنها تتصادم باستمرار مع بعضها البعض ومع جدران الوعاء . أضف إلى ذلك أن نظرية الحركة يمكن استخدامها لتقدير عدد أفوجادرو $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$ ؛ وهو عدد الجزئيات فى الجرام الجزيئى لأى غاز . (**مفهوم الجرام الجزيئى** لأى مركب كيميائى أنه كمية المادة التى لها كتلة بالجرامات تساوى الوزن الجزيئى للمركب) . وكان لوشميدت (Loschmidt) أول من عين N_0 فى عام ١٨٦٥ .

فى ظل مثل هذه الدلائل على وجود الذرات يكون من الصعب أن نفهم بعض أفكار مدارس معينة تصر حتى نهاية هذا القرن على رفض الفرض الذرى بحجة أنه لايوجد دليل **مباشر** (!) على أن المادة مكونة ذرات .

١٠ – إن « ذرات » الفلاسفة الإغريق لاتناظر ذراتنا اليوم ، لأن ذراتنا قابلة للتقسيم : فهى مكونة من البروتونات والنيترونات والإلكترونات . إنها بالأحرى البروتونات والنيترونات والإلكترونات وحشد آخر من الجسيمات الأولية هى التى تلعب دور « ذرات » الإغريق . ماذا نعنى « بجسيم أولى » ؟ إن التعريف الدقيق لهذا اللفظ مازال إلى حد ما مثارا للجدل حتى يومنا هذا ، إلا أنه يمكن – استيفاء لغرضنا – أن نعطى إجابة بسيطة وعملية لهذا السؤال : يعتبر الجسيم أولياً إذا تعذر وصفه كنظام مركب من جسيمات أكثر أولية . فالجسيم الأولى ليست له « أجزاء » وغير « مركب » من أى شىء أبسط . فتصوراتنا الفكرية عن محاولات التقسيم قد أتت إلى نهايتها . بهذا التعريف يكون كل من البروتون والنيترون والإلكترون جسيما أولياً . ولكن ذرة الهيدروجين أو نواة اليورانيوم ليست كذلك .

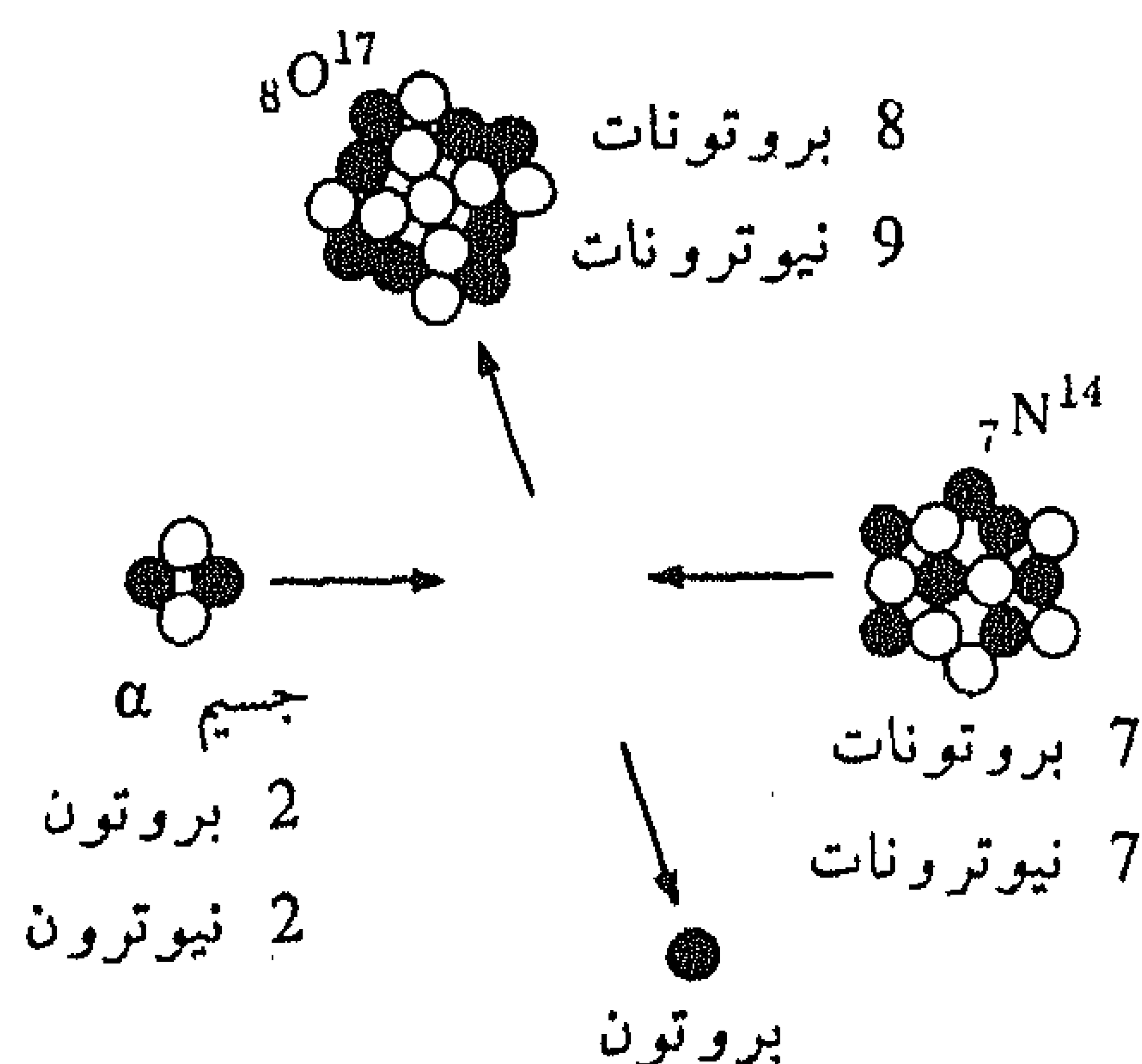
ويمكن القول بأن الجوهر فى فكرة أن المادة غير قابلة لتقسيم لانهائى هو مايلى : أننا لانستطيع الاستمرار إلى الأبد فى تحليل الأشياء بدلالة الأجزاء وأجزاء الأجزاء التى تبنى منها . ففى النهاية يفقد هذا الأسلوب معناه ، حيث تصادف جسيمات غير قابلة للاختصار ، وهذه هى جسيماتنا الأولية .

١١ – كيف نجزم بأن الإلكترون فى **الحقيقة** جسيم أولى ؟ أليس من الممكن أن مانعتبره اليوم أولياً يوجد فى الغد على شكل مركب ؟ فذرات اليوم كانت – على أى حال – **الجسيمات الأولية للقرن التاسع عشر** : أليس من الممكن أن يعيد التاريخ نفسه ؟

هناك العديد من الحقائق التجريبية التى تؤكد بقوة أن التاريخ لن يعيد نفسه ، وأن جسيمات مثل الإلكترون أو البروتون أو النيترون لن توجد نهائياً بشكل مركب شبيه بالتركيب الذى وجدت عليه ذرة الهيدروجين ، دعنا نصف طبيعة هذا الدليل .

إذا تصادمت بليتان بسرعة نسبية كافية فسوف تتحطمان إلى شظايا أصغر . بنفس الطريقة سوف ينقسم الجزيئان من الهيدروجين المتصادمان بسرعة نسبية عالية إلى شظايا . ومالم تكن السرعة كبيرة للغاية فسوف نجد بين الشظايا أشياء مثل ذرات الهيدروجين ، البروتونات أو الإلكترونات ، أى مكونات البناء لجزىء الهيدروجين . وفى الحالتين ، يكون من الملائم أن نصف ماقد حدث كما يلى : إن عنف التصادم قد تغلب على

قوى التماسك التى تحفظ الأجزاء مع بعضها فى البلية ، أو فى جزىء الهيدروجين ، وعلى هذا فقد تفتت الأشياء . مثل هذا التعليل يسرى على كثير من التفاعلات النووية . فالأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات ، وإذا تصادم بروتون معجل مع نواة فمن الممكن أن يطرد بعضاً من البروتونات والنيتروترونات إلى خارج النواة .



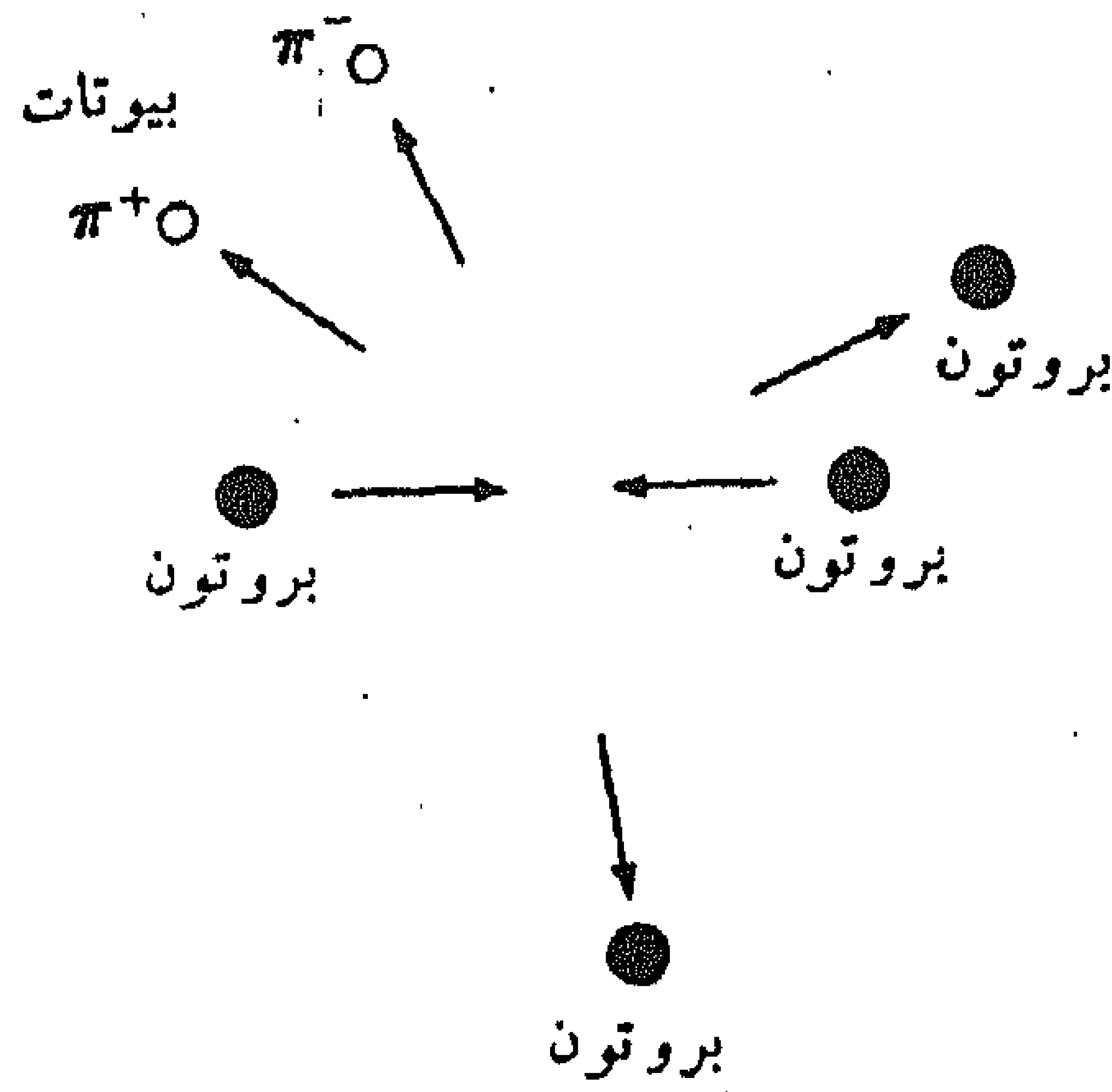
شكل ١١ أ تمثيل تخطيطى لتفاعل نووى يتم فيه اصطدام جسيم ألفا (نواة الهليوم) مع نواة النيتروجين لينتج نواة الأكسوجين وبرتون . هذا التفاعل بالذات الذى اكتشفه رذرفورد عام ١٩١٩ كان أول مشاهدة لتحول طبيعة الأنوية المستقرة

.[E. Rutherford, *Philosophical Magazine* 37, 581 (1919)]

فى تجربة رذرفورد تم قدف النيتروجين بجسيمات ألفا المنبعثة من مصدر مشع ، وقد تأكد حدوث التفاعل من خلال مشاهدة البروتونات المنبعثة .

هذا الشكل المماثل تماماً لشكل ٩ أ يجسد فكرة أن الأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات وأن التفاعلات النووية (منخفضة الطاقة) تؤدى إلى إعادة ترتيب هذه الجسيمات بين الأنوية . يجب بالطبع ألا نأخذ هذا المعنى الحرف : فليس بأى معنى من المعانى يمكن أن تأخذ الأنوية هذه الصورة .

١٢ — ولكن عند دراستنا لتصادم عنيف لجسيمين أوليين ، مثل بروتونين ، فإننا نكتشف ظواهر مختلفة كيفياً عن الظواهر التى سبق اعتبارها . على سبيل المثال ، إذا تصادم بروتون ذو طاقة عالية بآخر فقد يحدث أن يبقى البروتونان بعد التصادم وقد نجد بين نواتج التفاعل بالإضافة إليهما واحداً أو أكثر من الجسيمات الأولية مثل ميزون باى pi mesons ونقول أن ميزونات pi والمسماة أيضاً بيونات ، قد خلقت فى التفاعل ، وليس هذا هو الشيء الوحيد الممكن حدوثه عند تصادم بروتون بآخر ؛ فقد يختفى البرتونان ويظهر بدلا عنهما عدد من الجسيمات الجديدة تماماً ، والمعروفة بميزونات K وهيبرونات .

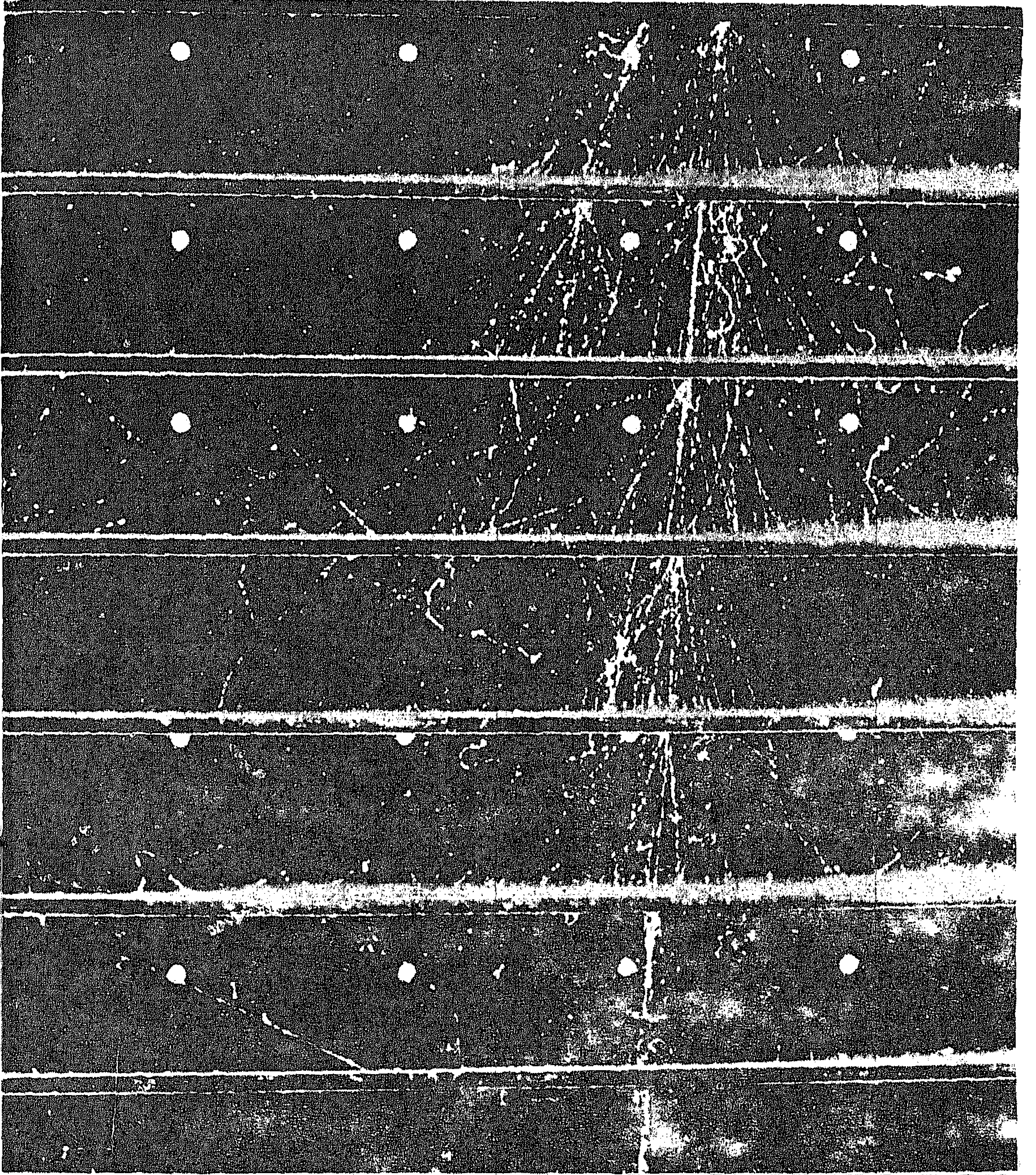


شكل ١٢ أ تمثيل تخطيطي لعملية خلق اثنين من ميزونات pi في تصادم الطاقات العالية لاثنين من البرتونات . ويحمل أحد البيونات شحنة $+e$ ، ويحمل الآخر شحنة $-e$ ، حيث e هي مقدار الشحنة الإلكترونية ، وعلى هذا فإن الشحنة الكلية تكون ثابتة في هذا الحدث .

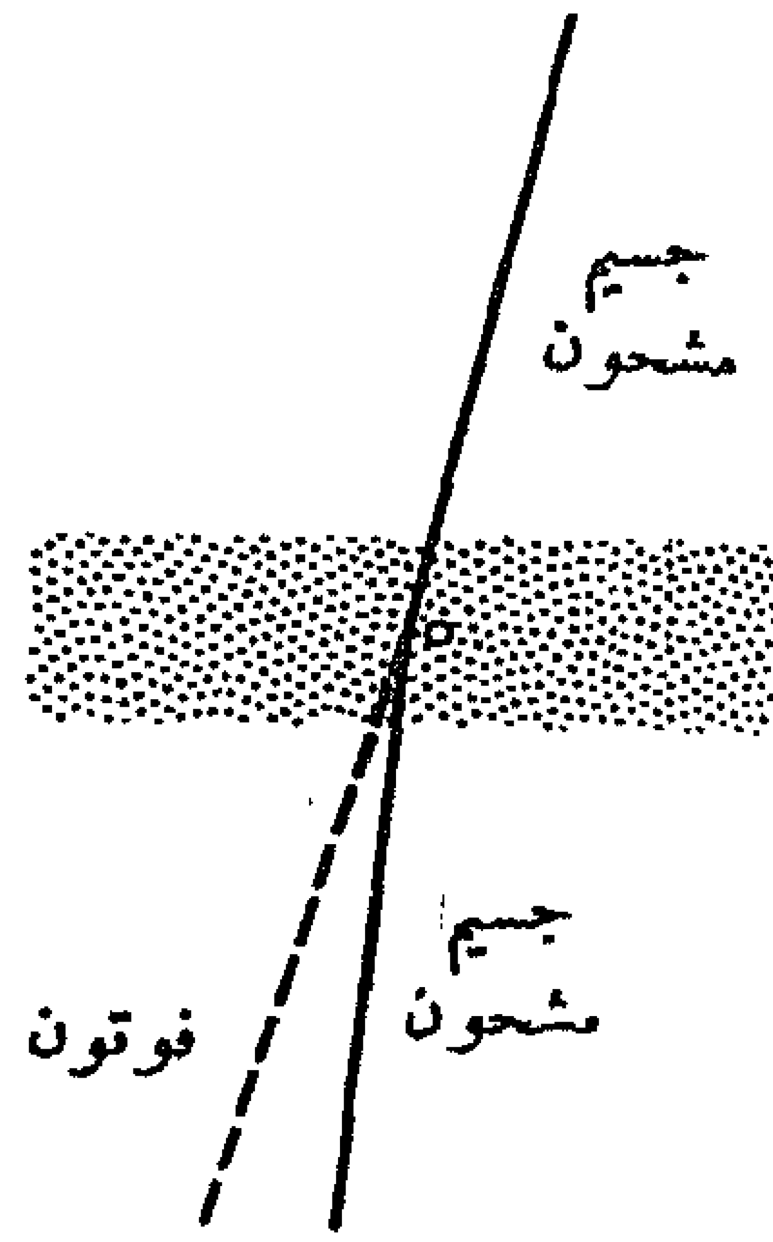
بما أن البروتونين باقيان بعد التصادم ويظهر جسيمان جديدان فمن الواضح أن نماذج بسيطة من النوع الموضح بشكلي ٩ أو ١١ أ لايمكن استخدامها هنا : فلا يمكن تصور الحدث على أنه « إعادة ترتيب المكونات الأولية (؟) للبروتونين » .

بالمثل يمكن أن يحدث في تصادم عنيف بين الكترونين أن تتكون نواتج التفاعل من ثلاثة الكترونات وبوزيترون واحد . (البوزيترون عبارة عن جسيم أولي مماثل للإلكترون إلا أن شحنته موجبة) . من ناحية أخرى ، إذا تصادم الكترون مع بوزيترون فقد يختفي هذان الجسيمان (ونقول قد فنيا أو تلاشيا) ليخلفا إشعاعاً كهرومغناطيسياً على صورة أشعة جاما .

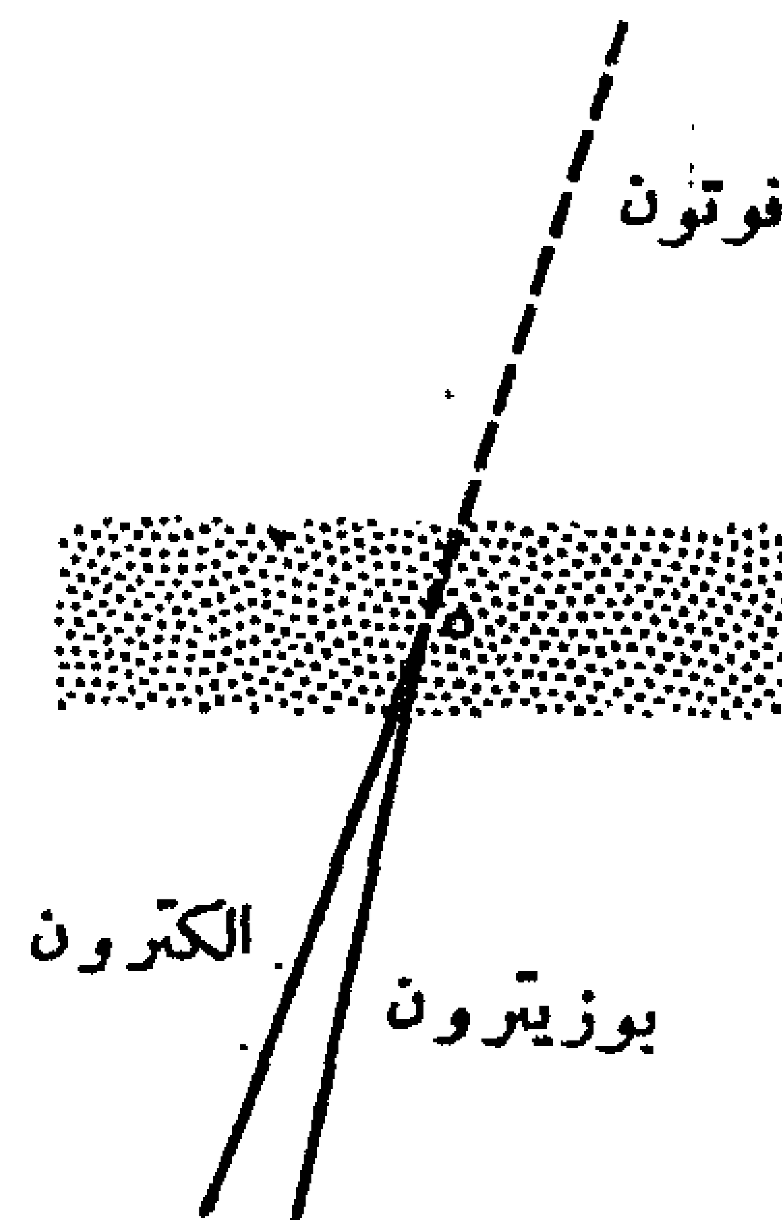
١٣ – ومن الأمثلة المثيرة لعملية الخلق نذكر خلق زوج من الإلكترون – بوزيترون عندما يمر شعاع جاما خلال المجال الكهربي لذرة ما . أي أن الجسيمات المادية يمكن خلقها من الإشعاع الكهرومغناطيسي . ويبين شكل ١٣ أ صورة لما يسمى بالرخات المتعاقبة التي تحدث داخل الغرفة السحابية ، هذه الصورة توضح حالات كثيرة لعمليات خلق الجسيمات . والشرح لما نشاهده (أنظر أيضاً شكلي ١٣ ب ، ج) يكون كالآتي : إذا مر جسيم ذو شحنة وطاقة وليكن إلكتروناً أو بوزيتروناً خلال أحد ألواح الرصاص الأفقية المبينة بالصورة فمن الممكن أن يعاني انحرافاً جد قليل في مجال إحدى ذرات هذا اللوح . مثل هذا الإنحراف يمثل حركة معجلة ، وبالتبعية ينبعث إشعاع كهرومغناطيسي على صورة شعاع جاما المفعم بالطاقة . (الجسيم يمكن بالطبع أن ينحرف بواسطة عدد من ذرات اللوح الواحد ، في هذه الحالة ينبعث عدد من كمات جاما) . وتخلق أشعة جاما الناتجة بهذه الطريقة أزواجا من الإلكترون – بوزيترون في المجالات للذرات التي تعترضها



شكل ١٣ أصورة الغرفة السحابية توضح رخات متعاقبة . معظم الآثار المرئية ترجع إلى الإلكترونات والبوزيترونات ، والتى تتحرك فى الغالب ناحية أسفل الصورة . الجسيم الداخل عند اليمين العلوى والذى توغل خلال ثلاثة ألواح قبل أن يتوقف فى الرابع يمكن أن يكون بيون . أنظر الكتاب لمزيد من التعليقات .
(بالإذن من *Professor W. B. Fretter, Berkeley*) .



شكل ١٣ ب جسيم ذو شحنة وذو طاقة (ولنقل بوزيترون أو إلكترون) ينحرف بواسطة المجال الكهربي خلال الذرة وكنتيجة لهذه الحركة المعجلة ينبعث شعاع جاما (أى ، فوتون ذو طاقة) . هذه هى الظاهرة الفيزيائية لـ برمشتراهلنج (*bremsstrahlung*) . الجزء المظلل من الشكل يمثل كتلة المادة ، وليكن جزءا من لوح رصاص موضوعاً داخل الغرفة السحابية (حجم الذرة مبالغ فيه قليلا بغرض التوضيح) .



شكل ١٣ جـ شعاع جاما ذو طاقة كبيرة يصطدم بالمجال الكهربى داخل الذرة فينتج الثنائى الإلكترون — بوزيترون : هذه هى الظاهرة الفيزيائية المسماة بالإنتاج الزوجى . العمليتان الرئيسيتان الموضحتان فى الشكلين السابقين هما المسؤولتان عن اكتشاف الرخة المتعاقبة الموضحة بشكل الـ ١٣ أ .

أثناء عبورها الألواح . هذه الجسيمات المشحونة تؤدى بدورها إلى مزيد من أشعة جاما ، والأشعة الجديدة تكون أزواجاً جديدة وهكذا . على هذا يمكن أن يؤدى جسيم ذو شحنة وطاقة عالية أو إشعاع جاما وحيد إلى حزمة من أشعة جاما والالكترونات وبوزيترونات . وتترك الجسيمات المشحونة آثاراً يمكن رؤيتها داخل الغرفة السحابية ، هذه الآثار هى التى نراها فى شكل ١٣ أ ، أما أشعة جاما فلاتظهر فى الشكل .

الرخاخ المتعاقب فى الجزء الأيمن من الصورة يبدو وقد بدأ نشاطه بواسطة شعاع جاما الساقط من أعلى ، وطاقة هذا الشعاع قد تصل إلى حوالى 20 BeV . والرخة فى الجهة اليسرى يبدو أنها ابتدأت من جسيم مشحون ذى طاقة أقل نوعاً ما . وكلتا الرختين قد نشأتا غالباً نتيجة حدث ما قد أخذ مكانه داخل حائط الغرفة الواقع خارج مجال الصورة . نلاحظ أن معظم الجسيمات المرئية فى الرخات متحركة فى الاتجاه إلى أسفل . إن أحد الملامح المميزة لهذه العمليات أن الجسيمات الأكثر طاقة تميل إلى الانطلاق فى اتجاه الجسيمات الساقطة ، فى حين أن الجسيمات ذات الطاقة الأقل يمكن أن تنبعث فى اتجاهات أخرى . فإذا نظرنا بتمعن فى الصورة نلاحظ أن الرخات الثانوية الناتجة عن الجسيمات المنبعثة فى اتجاهات أخرى غير اتجاهات الرخات الأساسية سريعاً ما « تموت » . وتتوقف الرخة المتعاقبة تلقائياً عندما تتوزع الطاقة الأصلية على عدد كبير من الجسيمات المشحونة والفوتونات لدرجة أن أحدها لايمتلك طاقة كافية لخلق أزواج إضافية . وعندئذ تمتص ألواح الرصاص الجسيمات قليلة الطاقة .

يمكن تقدير طاقة الجسيم الذى ابتدأ تنشيط الرخة من معرفة عدد الجسيمات الثانوية المشحونة الناتجة .

١٤ — أن عمليات الخلق والفناء التى ذكرناها هى ملامح هامة للطبيعة . ومن الواضح أن هذه الظواهر ليست بأى شكل مشابهة لأى من تهشم البلى أو التفاعلات الكيميائية فنحن يمكننا أن نصف التفاعل الكيميائى بأن نقول أن جزيئات جديدة نتجت عن المكونات الأولية لجزيئات أخرى ولخدمة هذا الغرض تكون الذرات هى المكونات الأولية للجزيئات . وعلى نقيض ذلك ، إعتبر التصادم الذى ينتج عنه الجسيمان الداخلان أصلا فى التصادم بالإضافة إلى عدد من الجسيمات الجديدة التى نتجت من التفاعل . بالطبع لايمكننا أن نصف هذا الحدث بدلالة إعادة توزيع المكونات الأولية فى أنظمة مركبة جديدة . كما لايمكن أن يسرى هذا الوصف على الأحداث التى تختفى فيها بعض الجسيمات الأصلية الداخلة فى التفاعل . وكمثال واضح للظاهرة الأخيرة هو فناء زوج الإلكترون — بوزيترون ، إذ تختفى تماماً الجسيمات المادية الموجودة أصلا مخلفة وراءها أشعة جاما .

١٥ — لكى نقرر بناء على التجربة ما إذا كان جسيم ما أولياً أو مركباً فإن علينا أن نحاول تحطيمه فى عملية تصادم مع جسيم آخر على أن نلاحظ نتائج هذا التفاعل . بهذه الطريقة يمكننا تحطيم الجزيئات إلى ذرات والذرات إلى إلكترونات وأنوية ، ولن يجانبنا الصواب إذا قلنا أن الجزيئات تتكون من ذرات التى بدورها تتكون من إلكترونات وأنوية . ولقد أخطأ فيزيائيو القرن التاسع عشر عندما اعتقدوا بأن الذرات غير قابلة للتحطيم أو التقسيم فالذرات يمكن فى الحقيقة تحطيمها بسهولة . ويمكن بنفس الطريقة تحطيم الأنوية ، ومن الواضح أن الأنوية مكونة من البروتونات والنيوترونات . ولكن يحتاج تحطيم النواة إلى قدر من الطاقة أكبر بكثير من ذلك اللازم لتحطيم الذرة ، وعلى هذا فإن الأنوية أقل « قابلية للتحطيم » من الذرات .

باستخدام المعجلات الحديثة للجسيمات يمكننا إنتاج حزم من الجسيمات ذات طاقات عالية ، وبهذا نمتلك وسائل تحطيم جسيمات مثل البروتونات إن كانت بالفعل قابلة للتحطيم . ولكن البروتونات لاتتحطم تحطم الذرات والأنوية : شيء مختلف تماماً يحدث . ويجب أن نستخلص أنه عند دراستنا للإلكترونات والبروتونات والنيوترونات . الخ ، نكون قد وصلنا إلى نهاية : وليس من المعقول أو المفيد أن نعتبر مثل هذه الجسيمات مكونة من جسيمات أكثر دقة أو أولية .

١٦ — لايرغب أحد اليوم فى أن يحاول ابتكار نظرية شاملة مبنية على فرضية أن المادة قابلة للتقسيم اللامتناهى ، فمثل هذه المحاولة تبدو عبثاً . ولكن دعنا نتأمل قليلا أية ملامح يمكن أن تتضمنها مثل هذه النظرية . إذا أخذنا قطعة كبيرة من النحاس وقسمناها إلى أجزاء صغيرةفأصغر ، لايمكننا الحصول على أى شيء أكثر من قطع من النحاس . ومهما صغر حجم الأجزاء فمن الممكن التعرف عليها كأجزاء من النحاس . ما الذى يعنيه هذا ؟ إنه يعنى أن القوانين الفيزيائية التى تحكم سلوك قطع النحاس الصغيرة هى نفسها القوانين التى تحكم سلوك قطع النحاس الكبيرة ، فالأنظمة الفيزيائية يمكن « تصغيرها » بلا حدود . وهنا ينبغى التسليم بأن نظريتنا لاتحتاج بالضرورة أن تكون لها هذه السمة التى تبدو طبيعية للغاية لنظرية تصف مادة تقبل التقسيم اللامحدود . وعلينا أن نلاحظ أنه فى كثير من الأحوال تحمل نظرياتنا الكلاسيكية للفيزياء هذه السمة . فالقوانين التى تستخدمها لوصف إحدى الآلات التى تزن طنا لاتختلف من ناحية الكيف عن تلك التى نستخدمها لوصف ساعة المعصم . إذ أن الأنظمة الفيزيائية العيانية يمكن تقسيمها على مدى كبير .

هذا « الحفاظ أو الإبقاء على صيغ القوانين الفيزيائية » والذى يبدو طبيعياً إذا كانت المادة قابلة للتقسيم اللامتناهى يصبح غير مقبول بالمرة إذا كانت المادة مكونة من جسيمات دقيقة . فذرة من النحاس ليست بأية صورة شبيهة بقطعة كبيرة من النحاس ؛ إنها شيء مختلف تماماً . وليست لدينا مطلقاً أية أسباب مسبقة لكى نعتقد أن قوانين الفيزياء التى تصف بدقة كافية أنظمة عالم العيان تكون أيضاً مناسبة لوصف التركيب الذرى والجسيمات الأولية .

١٧ — والتسليم ، كمبدأ مجرد ، بعدم صلاحية الأفكار الكلاسيكية لمعالجة الذرات ، وأن الإلكترون هو فى حقيقته جسيم أولى شيء وتثبيت هذه المعتقدات فى أذهاننا شيء مختلف تماماً . فالخبرة تدل على أن تفكيرنا ينحو نحو التحيز وأننا لا نتنازل بسهولة عن معتقدات اكتسبناها من قبل . ولما كانت أولى ملاحظاتنا الواعية للظواهر الفيزيائية تتعلق بالأنظمة العيانية ، فقد اكتسبنا مجموعة من « التحيزات الكلاسيكية » التى يجب أن نتغلب عليها إذا رغبنا فى استيعاب الفيزياء الكمية +. ولتوضيح معنى هذه الملاحظات نشير إلى مسألتين جد متقاربتين ظلتا إلى حد كبير موضع حدس فى هذا القرن .

+ ليس فقط لدى طلبة الفيزياء المبتدئين مثل هذه التحيزات ، لكنها أيضاً لدى الفيزيائيين الأكبر سناً ، وحيث أن صلابة الرأى قد تزداد مع العمر فمن الجائز أن الفيزيائى الأكبر سناً يعانى بالفعل من « تحيزاته الكلاسيكية » أكثر من الطلبة المبتدئين .

١٨ – دعنا نسأل : ماهى القوى التى تحفظ كيان الإلكترون ؟ ماهو القدر من كتلة الإلكترون الذى له طبيعة ذاتية وماهو القدر الناتج عن طاقة المجال الكهرستاتيكى للإلكترون ؟ وكمحاولة لمعالجة هذه الأسئلة نفترض نموذجاً لايخالف المعقول نعتبر على أساسه أن الإلكترون كرة صغيرة منتظمة الشحنة نصف قطرها r . ستتنافر كهراستاتيكياً أجزاء الشحنة المختلفة . وبالتالى فلابد من وجود قوة من نوع آخر تحفظ وحدة الكرة . ترى ماهى طبيعة هذه القوة ؟ .

فى الجزء الثانى من مجموعة كتب بركلى للفيزياء + تعلمنا كيف نحسب الطاقة الكلية « الكامنة » فى مجال الكهراستاتيكى : حيث كاملنا الكمية $(1/8\pi)E^2$ على كل الحيز ، حيث E هى المجال الكهربى الموضعى . بالنسبة لنموذجنا سنجد أن الطاقة الكهرستاتيكية $W = \frac{3}{5}(e^2/r)$ ++ حيث e هى الشحنة الإلكترونية . (يتوقف معامل الكمية e^2/r على تفاصيل النموذج : فنجد أنه يساوى 3/5 للكرة المنتظمة الشحنة . وليست قيمة المعامل هى التى تهمنا هنا ولكن التناسب بين W والكمية e^2/r . أن توقف W على كل من e و r على هذا النحو أمر واضح على أساس الأبعاد) . باستطاعتنا الآن أن نكتب كتلة الإلكترون على الصورة $m = m_e + m_i$ حيث $m_e = W/c^2$ هو مقدار مايسهم به المجال الكهرمغناطيسى ، كما تمثل m_i مقدار الجزء « الذاتى » . والسؤال هو : ماهى كبر m_e ؟ هل من الممكن أن تكون $m = m_e$ أى أن تكون الكتلة الكلية من أصل كهرمغناطيسى ؟ إذا أخذنا بهــذا الفرض فإننا نستطيع حساب r لنجد أن قيمتها $r = 1.7 \times 10^{-13}$. هناك كثير من الحقائق التجريبية التى تشير إلى أن الإلكترون يجب أن يكون « صغيراً » جداً ، ومن المطمئن أننا حصلنا بالفعل على شىء ما صغير . لاحظ أننا لا نستطيع أن نجعل r أقل بكثير إلا إذا كنا نرغب فى أن نتدبر احتمال أن تكون m_i سالبة .

ولما كان المفروض أن الإلكترون جسيم أولى فقد يبدو مغرياً أن نحاول نموذجاً تكون فيه $r = 0$ ، حيث يكون الإلكترون عبارة عن « جسيم نقطى » بلا أبعاد ولا تركيب . ولكن هذا يقودنا إلى مقدار لانهائى لطاقة الإلكترون الكهرمغناطيسية W ، وأيضاً إلى كتلة ذاتية m_i سالبة ولا نهائية ، ومن الصعب أن يكون لذلك معنى . (هذا الأمر – الذى يضع عقبة كئود فى طريق نموذج الإلكترون النقطى البسيط رياضياً والجذاب – يعرف فى النشرات العلمية بـ « صعوبة الطاقة الذاتية اللانهائية للإلكترون » .)

١٩ – ولنفكر الآن بدقة وحسم فى التأملات السابقة : هل هى بالفعل تحمل أى معنى ؟ إن الأسئلة التى أثرناها تحتوى على كثير من الإفتراضات التى تعكس تحيزنا . إذ افترضنا أن الإلكترون كرة صغيرة مشحونة وأنه يمكن تطبيق قانون كولوم على « أجزاء » هذه الكرة . كيف لنا أن نعرف أن قانون كولوم قابل للتطبيق فى هذه الحالة ؟ وماذا عن فكرة تلك القوة التى تحفظ « أجزاء » الألكترون كوحدة ضد قوى التنافر الكهرستاتيكية ؟ لقد سبق أن ذكرنا أن الإلكترون ليست له « أجزاء » ؟ فهو جسيم أولى . معنى

+ Berkeley Physics Course, Vol. II, *Electricity and Magnetism*, Chap. 2, p. 51.

++ هذا صحيح فى نظام الوحدات cgs ، وفى نظام وحدات MKS يكون لدينا

$$W = \frac{3}{5}\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right).$$

أن نسأل ما الذى يمسك أجزاء الإلكترون مع بعضها يدل على أننا نفكر باحتمال تقسيمه إلى أجزاء وهى فكرة مشكوك فيها إلى حد كبير . لاحظ أن الطاقة الذاتية الكهراستاتيكية لجسيم هى مقدار الشغل الذى نحصل عليه عندما تتبدد تماماً « أجزاء » الجسيم ؛ هذا ما اشتققنا على أساسه نتيجة أن الطاقة الكهراستاتيكية لأى نظام من الشحنات تساوى تكامل مربع شدة المجال الكهربى على كل الحيز . فإذا كان الجسيم لايمكن تبديده فإن مفهوم الطاقة – الذاتية الكهراستاتيكية مشكوك فيه . هذا صحيح خصوصاً فى حالة الطاقة – الذاتية اللانهائية التى لامعنى لها « للإلكترون – النقطى » .

وقد أدرك معظم الفيزيائيين الآن أن أية محاولة لخلق نوع من النماذج الكلاسيكية للإلكترون يعتبر عبثاً . فالإلكترون لايسلك سلوك الكرة المشحونة ، وكل المناقشات حول مايمكن أن يحفظه سوياً كوحدة إذا كان شبيهاً بكرة مشحونة أو ماهية طاقته الذاتية الكلاسيكية ليست ذات معنى فى الفيزياء . إن تحيزنا للكلاسيكى يدفعنا أن نسأل أسئلة لانتوقع لها إجابات معقولة .

يجب أن نذكر على أية حال أن تساؤلنا المحير حول شبح الطاقة الذاتية اللانهائية لم يطرد تماماً من الفيزياء ، فما يزال هناك بعضاً من التشويش والخلط بين الأمور كامناً فى ميكانيكا الكم .

حدود تطبيق النظرية الكلاسيكية

٢٠ – فى النظرية النسبية الخاصة تلعب سرعة الضوء دوراً أساسياً . هذه السرعة $c=3\times 10^{10}$ cm/sec ، هى النهاية العظمى لسرعة أى جسيم مادى ، وهى أيضاً النهاية العظمى لسرعة انتقال الطاقة أو المعلومات فى الحيز الفيزيائى . فوجود هذه السرعة يمدنا بمعيار طبيعى وبسيط نقرر على أساسه متى يمكن لظاهرة فيزيائية أن تناقش فى « حدود اللانسبية » ومتى تناقش فى « حدود النسبية » . وعلى وجه التقريب تكون المعالجة اللانسبية مناسبة أى دقيقة بدرجة كافية ، طالما أن كل السرعات المتضمنة صغيرة عند مقارنتها بسرعة الضوء .

ويمكننا أن نتساءل عما إذا كان هناك معيار مماثل يدلنا متى يجب تطبيق ميكانيكا الكم ومتى تكون النظرية الكلاسيكية مناسبة . هل يوجد للطبيعة ثابت « مناظر » للثابت c يمكن بدلالته صياغة المعيار المطلوب ؟

مثل هذا الثابت يوجد بالفعل ومعروف باسم **ثابت بلانك** (*Planck's canstant*) . ويرمز له بالحرف h ، وقيمته هى :

$$\begin{aligned} h &= 6.626\times 10^{-27}\ \text{erg sec} \\ &= 6.626\times 10^{-34}\ \text{joule sec} \end{aligned}$$

وعلى هذا فإن الأبعاد الفيزيائية لهذا الثابت هى (زمن) × (طاقة) = (طول) × (كمية تحرك خطى) = (كمية تحرك زاوى) . ويطلق على هـذه الكمية الفيزيائية مصطلح الفعل (*action*) وبالتبعية فإن ثابت بلانك يسمى كم الفعل (الأساسى) .

هذا المعيار هو بالتقريب مايلي : إذا كان لنظام فيزيائي مامتغير ديناميكي+ « طبيعي » له أبعاد الفعل وقيمة عددية مقاربة لثابت بلانك h ، فإن سلوك هذا النظام يجب أن يوصف من خلال إطار عمل ميكانيكا الكم . ومن جهة أخرى إذا كان كل متغير له أبعاد الفعل ذا قيمة كبيرة جداً بالقياس إلى h ، فقوانين الفيزياء الكلاسيكية تكون صالحة لدرجة كافية من الدقة .

يجب أن ننوه أن هذا معيار تقريبي يدلنا فقط متى يجب أن نتوخى الحرص . فحقيقة أن متغير الفعل صغير فى أية حالة خاصة لايعني بالضرورة أن النظرية الكلاسيكية غير قابلة كلية للتطبيق . فى حالات كثيرة تلقى النظرية الكلاسيكية على الأقل بعض الضوء على سلوك الأنظمة ، خاصة إذا كانت ممزوجة ببعض مفاهيم الميكانيكا الكمية .

٢١ — نلاحظ فى الحال أن ثابت بلانك مقدار « صغير » وهذا يعنى أن قيمة h العددية صغيرة عند قياسها بوحدات مناسبة لعالم العيان أى وحدات MKS أو cgs . وبعبارة أخرى فإن كمية من الفعل فى العالم العيانى تكون ضخمة المقدار عند مقارنتها بالثابت h .

يمكن على سبيل المثال أن نتدبر البندول فى الساعة البندولية . فالكمية التى لها وحدات الفعل هى حاصل ضرب الزمن الدورى والطاقة الكلية للبندول أثناء حركته . والزمن الدورى فى حدود ثانية واحدة والطاقة بالتأكيد أكبر بكثير من واحد إيرج ، أى أن الفعل الناتج يزيد كثيراً على 10^{26} مرة قدر h . وتبعاً لمعيارنا فإن الوصف الكلاسيكى يكون فى الواقع مناسباً تماماً للبندول المتأرجح .

بالمثل ، اعتبر جسما دواراً وليكن عزم قصوره الذاتى $1\ \text{gm cm}^2$ وسرعته الزاوية $1\ \text{rad/sec}$. وبذا تكون كمية تحركه الزاوى $1\ \text{gm cm}^2/\text{sec} = 1\ \text{erg sec} > 10^{26}\,h$ ، وعلى هذا فإن كمية التحرك الزاوى ذات قيمة ضخمة عند مقارنتها مع h ، حتى إذا كان الجسم مجرد حبة رمل صغيرة تدور بزمن فى حدود الساعة فإن كمية التحرك الزاوى سوف تظل كبيرة للغاية عند مقارنتها مع h .

أخيراً افترض متذبذبا توافقياً صغيراً لكنه عيانى ، ولتكن كتلته $1\ \text{gm}$ ، وسرعته العظمى $1\ \text{cm/sec}$ وسعته العظمى $x = 1\ \text{cm}$. بذا تكون كمية حركته العظمى $p = 1\ \text{gm cmsec}^{-1}$. والكمية $xp = 1\ \text{erg sec}$ هى متغير الفعل وهو مرة أخرى أكبر من 10^{26} ضعفاً للمقدار h .

هذه المناقشات توضح كيف أن معيارنا عند تطبيقه على الأنظمة العيانيةسوف يدلنا دائماً على ماسبق لنا معرفته ألا وهو أن تلك الأنظمة يمكن معالجتها كلاسيكياً .

٢٢ — ولنتابع الآن الحصول على فهم أعمق لماتعنيه حقيقة ذلك المعيار . فى الفيزياء الكلاسيكية نفترض أن أى متغير ديناميكى للنظام يمكن تحديده وقياسه إلى أى درجة اختيارية من الدقة ، هذا لايعنى أننا نستطيع

+ المتغير الديناميكى هو أى متغير يميز حالة النظام ؛ مثل إحداثى الموضع ، مركبة كمية التحرك ، وكمية التحرك الزاوى ، مركبة السرعة ، الطاقة الكلية الخ .



ولد ماكس كارل أرنست لودويج بلانك ، (Max Karl Ernst Ludwig Planck) عام ١٨٥٨ فى كييل بألمانيا ، وتوفى عام ١٩٤٧ . بعد أن درس بلانك فى ميونخ وبرلين حصل على درجة الدكتوراه فى عام ١٨٧٩ ، وقد عالج فى رسالته القانون الثانى للديناميكا الحرارية . وبعد شغله منصباً بجامعة كييل عين بلانك أستاذاً للفيزياء النظرية فى جامعة برلين عام ١٨٩٩ ، وقد تقاعد فى السبعين من عمره أى عام ١٩٢٨ كما حصل على جائزة نوبل فى عام ١٩١٩ .

فى بداية حياته العلمية كرس بلانك نفسه لدراسة الديناميكا الحرارية : ذلك الموضوع الذى شغف به بلانك طيلة حياته . وفى برلين أصبح ملماً بالتجارب العملية حول الإشعاع الحرارى التى كان يجريها ليومر . برنجشيم ، روبنز وكيرلبوم ، وقد أخذ على عاتقه مهمة اشتقاق قانون نظرى لإشعاع الجسم — الأسود . وكان نجاح مجهوداته إشارة لبداية الفيزياء الكمية ، وقد توجت هذه المجهودات باكتشاف مايسمى الآن بثابت بلانك الذى كان أول ظهور له فى بحث نشر عام ١٩٠٠ . بعد اكتشافه الخالد الذكر استمر بلانك يلعب دوراً نشطاً فى تطوير فيزياء الكم (صورة بالإذن من *Physics Today*) .

أن نحقق هذا فى الواقع العملى ، ولكنه بالأحرى يعنى من ناحية المبدأ أننا لانقر بأن هناك أية حدود للدقة ففئة المتغيرات الديناميكية فى الفيزياء الكلاسيكية تحتوى على متغيرات مثل مركبات الموضـــع ومركبات كمية التحرك وكمية التحرك الزاوى الخ لمجموعة من الجسيمات أو لجسيم واحد ، وكذلك متغيرات مماثلة مثل مركبات متجه المجال الكهربى والمغناطيسى وكلها معرفة عند نقطة محددة فى الفراغ عند زمن معين .

إلا أن التحليل الدقيق لواقع سلوك الأنظمة الفيزيائية العيانية يوضح أن هناك حدوداً أساسية للدقة التى يمكن بها تحديد وقياس مثل هذه المتغيرات . ذلك التحليل الجميل المرهف البالغ الأهمية الذى أدى إلى صياغة حدود الدقة أجراه و . هيزنبرج (W. Heisenberg) عام ١٩٢٧ . ونحن ننسب وجود هذه الحدود لمبدأ عدم التيقن أو مبدأ الشك ، (*uncertainty Principle*) ؛ والتعبير الكمى المحدد لهذا المبدأ فى أية حالة خاصة يعرف بـعلاقة عدم التيقن . وتهتم إحدى علاقات عدم التيقن بزوج من المتغيرات (p و q) حيث q هى إحداثى الموضع لجسيم ، p هى كمية تحرك الجسيم . وتقرأ هذه العلاقة على النحو :

$$\Delta q \, \Delta p \geqq \frac{h}{4\pi} \qquad (\text{٢٢ أ})$$

حيث Δq هو جذر – متوسط – مربع الخطأ فى q و Δp هو جذر – متوسط مربع الخطأ فى p ، وعلاقة عدم التساوى المذكورة أعلاه فى (٢٢ أ) تؤكد أن المتغيرين q و p لا يمكن أن يعرفا بدقة أكبر من التى يحددها كون حاصل ضرب « عدم التيقن » للمتغيرين فى حدود ثابت بلانك .

وسرعان مايتضح لنا أنه بسبب صغر ثابت بلانك h ، فإن علاقة عدم التيقن ليست ذات أهمية فى الفيزياء الكلاسيكية ، كما أن هناك مصادر أخرى للخطأ فى q و p دائماً ماتحجب عدم التيقن الأساسى المعبر عنه ، باللامتساوية (٢٢ أ) . أى أن العلاقة (٢٢ أ) لاتتعارض بأى شكل مع معارفنا التجريبية لفيزياء عالم العيان حتى لو تعارضت مع نظرياتنا الكلاسيكية حول الأنظمة العيانية .

٢٣ – غالباً « مايشرح » مبدأ عدم التيقن على النحو التالى : المتغيرات الديناميكية مثل الموضع ، كمية التحرك ، وكمية التحرك الزاوى الخ ، يجب تعريفها من خلال عمليات فيزيائية ، أى من خلال الطرق التجريبية التى تقاس بواسطتها . فإذا ماحللنا الطرق الحقيقية للقياس فى عالم الفيزياء العيانية ، فإننا ننتهى إلى أن القياس سوف يؤدى إلى خلل أو اضطراب فى النظام ، نتيجة لتفاعل مميز غير ممكن تفاديه بين النظام وجهاز القياس . فإذا حاولنا قياس موضع جسيم بدقة كبيرة فإننا سوف نربكه بطريقة ما بحيث يصير عدم التيقن فى قيمة كمية تحركه كبيراً بعد القياس . وإذا حاولنا قياس كمية تحركه بدقة كبيرة فسوف نربكه بدرجة تجعل عدم التيقن فى قيمة موضعه كبيراً . وعندما نحاول قياس الموضع وكمية التحرك معاً فإن هذين القياسين سوف يتداخلان بالتأكيد مع بعضهما بطريقة تجعل الدقة فى النهاية خاضعة للامتساوية (٢٢ أ) . . وتستمر المناقشة على هذا النحو لتوضح كيفية نشوء هذه الاضطرابات فى حالات خاصة .

هذا النوع من التفسير لمعنى مبدأ عدم التيقن أو الشك هو ماتتضمنه غالباً كتب ميكانيكا الكم . ولايذهب المؤلف إلى أنها تفسيرات خاطئة تماماً ، ولكنه يشعر أنها مضللة وقد تؤدى إلى سوء فهم خطير . فهى تفتقد النقطة الأساسية وهى أن : علاقات عدم التيقن تقيم الحدود التى لايمكن للمفاهيم الكلاسيكية أن تستخدم بعدها . « فالنظام الفيزيائى الكلاسيكى » الذى يستخدم لوصفه متغيرات ديناميكية كلاسيكية عبارة عن دوال محددة فى الزمن ، يمكن معرفتها من ناحية المبدأ لأية دقة اختيارية ، هو مجرد نسج خيال وليس له وجود فى العالم

الحقيقى . وهناك كثير من التجارب تؤكد صحة هذا القول ، فإذا ما وصفنا نظاماً واقعياً بأنه « نظام كلاسيكى » فقد استخدمنا نوعاً من التقريب ، وتدلنا علاقات عدم التيقن عن المدى الذى نستطيع المضى فيه باستخدام هذا التقريب .

٢٤ – زيادة فى إيضاح هذه الأفكار ، دعنا نعتبر حركة جسيم فى بعد واحد . فطبقاً للميكانيكا الكلاسيكية نصف الموضع اللحظى للجسيم باستخدام متغير الموضع $q = q(t)$. فإذا كانت كتلة الجسيم m تتحرك ببطء كاف فإن كية تحركه p تعطى بالعلاقة $p = p(t) = mdq(t)/dt$. والآن قد نظن أن علاقة عدم التيقن هى مجرد تعبير عن خاصية عجز أجهزة القياس التى تمنعنا من تحديد $q(0)$ و $p(0)$ إلى أى دقة اختيارية ، رغم رغبتنا فى الحصول على القيم الدقيقة لهذه المتغيرات وعلى الحركة الدقيقة للجسيم بعد ذلك . وبمعنى آخر فقد نتصور أننا نستطيع الاستمرار فى استخدام الوصف الكلاسيكى الذىعلى أساسه يتبع كل جسيم مساراً محدداً ولكن مع إجراء تعديل عن طريق إدخال الشك حول أى المسارات سوف يتبعها الجسيم وذلك بإقحام علاقات عدم التيقن على الشروط الابتدائية التى تحدد المسار .

ليس الأمر كذلك . فالتجارب تدل على أننا يجب أن نعدل أفكارنا بأسلوب أكثر عمقاً . **فالحركة فى مسار كلاسيكى يجب أن ترفض** ؛ والسؤال عن أو التفكير حول قيم $q(t)$ و $p(t)$ معاً فى آن واحد هو أشبه بسؤالك عن لون شعر ملك الولايات المتحدة ، كلاهما ليس له معنى .

٢٥ – الآن يبدو أن مناقشتنا متعارضة منطقياً ، فى أول الأمر وضعنا نص علاقة عدم التيقن ثم نعلن أن المتغيرين q و p اللذين يظهران فى هذه العلاقة ليس لها معنى . إذا لم يكن لها معنى ، فكيف إذن يكون للعلاقة معنى ؟ والجواب كالتالى : فى وصف الميكانيكا – الكمية لسلوك جسيم مانستطيع أن ندخل أشياء رياضية q و p التى هى فى نواح كثيرة تناظر تلك المتغيرات الكلاسيكية لموضع وكية تحرك الجسيم . وليست هذه الأشياء ، على أية حال ، متطابقة مع المتغيرات الكلاسيكية فإذا حاولنا تفسير الأشياء الكمية q و p على أنها « الموضع » و « كية التحرك » بمعنى أننا نفسر الحركة بأسلوب كلاسيكى ، فإن العلاقة (٢٢ أ) تضع قيوداً أساسية على الدقة التى بواسطتها يمكن معرفة كل من « الموضع » و « كية التحرك » . بمعنى آخر إذا حاولنا إقحام المتغيرات الكلاسيكية لتفسير الحركة كلاسيكياً فإن العلاقة (٢٢ أ) تدل على أن الدقة التى تحدد بواسطتها هذه المتغيرات تكون محدودة .

٢٦ – يجب أن يكون مفهوماً بوضوح أنه لايوجد تحليل كلاسيكى صرف لطرق القياس يمكن أن يقود أبداً إلى علاقة عدم التيقن . فهذه العلاقات تعكس حقائق تجريبية مكتشفة عن الطبيعة . والجسيمات الموجودة فى الطبيعة لاتسلك سلوك الجسيمات النقطية الكلاسيكية ولا تسلك سلوك كرات البلياردو الصغيرة+: إنها تتصرف بطريقة مختلفة تماماً ، وهذا هو السبب فى أن بعض أنواع القياس لايمكن إجراؤها أو حتى تصورها .

+ لبعض الأسباب صارت كرة البلياردو تلعب دور النموذج الأصلى للجسيم الكلاسيكى فى الكتب الدراسية لميكانيكا الكم . والمؤلف بالطبع يمتثل لهذا التقليد ، وقد يسلى القارىء أن يعرف أن المؤلف لم يلعب أبداً البلياردو ولم يمسك كرة البلياردو بيده ، ومعرفته للخواص المزعومة لكور البلياردو على هذا معرفة مستوحاة من الكتب الدراسية لميكانيكا الكم .

فى الفصول اللاحقة سوف ندرس خواص الجسيمات فى العالم الحقيقى ، وسوف نرى عندئذ كيف تتواءم علاقات عدم التيقن التى تبدو غريبة مع هيكل الأشياء بطريقة طبيعية .

اكتشاف ثابت بلانك

٢٧ – سوف نعتبر الآن التاريخ المبكر لثابت بلانك ، وكيفية اكتشافه ، وكيف وجد طريقه إلى علم الفيزياء . سوف نرجع بالزمن إلى بداية هذا القرن ، لنتدبر بعض المسائل البارزة فى الفيزياء لتلك الفترة ، أعنى ما يأتى :

(i) مسألة قانون إشعاع الجسم الأسود

(ii) مسألة التأثير الكهرضوئى

(iii) مسألة اتزان وحجوم الذرات

هذه المسائل الثلاث لم تكن بالطبع هى الوحيدة التى شغلت فيزيائى هذا العهد ، ولكننا أفردناها لأنها تبين بصورة خاصة استشكال أو معضلة الفيزياء الكلاسيكية .

يجب أن يدرك القارىء أن مناقشتنا تعتبر ناقصة إلى حد كبير كتقرير تاريخى : فنحن لانستطيع فى صفحات قليلة أن نوفى التطور الشيق المثير لميكانيكا الكم حقه . فإذا نظرنا إلى الحالة عند بداية هذا القرن واستعدنا أحداثه سوف ندرك عندئذ أن هذه المسائل الثلاث المذكورة أعلاه كانت مسائل رئيسية . إلا أننا إذا فحصنا النشرات العلمية لعام ١٩٠٠ فى مجلة *Annalen der Physik* (التى كانت إحـدى المجلات العلمية الرئيسية فى ذات الوقت) نجد أن أغلب الفيزيائيين كانوا مهتمين بمسائل مختلفة جداً . والمقدرة على تمييز ماهو ذو أهمية حقيقية مما هو تافه وضئيل مقدرة نادرة فى الواقع (فى أى وقت) ، لذلك فإن لدينا كل أسباب التقدير للبصيرة النافذة والخيال الخصب لهؤلاء الرواد الأوائل فى الفيزياء الكمية .

٢٨ – لكى نضع الموضوع فى قالب مسرحى فسوف نعتبر هذه المسائل الثلاث بمثابة ثلاثة أوجه مختلفة لـ « سر الثابت المفقود » الأساسى . بالطبع لم تكن هذه هى الطريقة التى يصوغ بها الفيزيائيون فى عام ١٩٠٠ المشاكل التى تواجههم ، ولكنه من المفيد أن نبحث الأمر ونستعيد أحداثه فى الماضى من وجهة النظر هذه .

فالثابت المفقود هو بالطبع ثابت بلانك h . فهذا الثابت لا وجود له فى النظرية الكلاسيكية الخالصة للمادة . دعنا إذن نعتبر بعض الثوابت الأساسية فى الفيزياء والتى تلعب دوراً هاماً فى الوصف الكلاسيكى .

(i) سرعة الضوء ، $c = 3.00 \times 10^{10}$ cm/sec . هذا الثابت كان معروفاً بدقة مناسبة فى عام ١٩٠٠ .

(ii) عدد أفوجادرو ، $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$ وهو عدد الجزئيات فى الجرام الجزيئى لأى غاز . قيمة غير دقيقة لهذا الثابت مبنية على نظرية الحركة للغازات كانت معروفة فى عام ١٩٠٠ .

(iii) كتلة ذرة الهيدروجين ، $M_H = 1.67 \times 10^{-24}$ gm وتمثل أيضاً كتلة البروتون M_p بدقة تقارب 1 جزء فى كل 2000 . وبما أن الجرام الجزيئى من الهيدروجين تقترب كتلته من 2 gm ، فإننا نجد أن

$$N_0 M_H \cong N_0 M_p \cong 1 \text{ gm} \qquad (\text{٢٨ أ})$$

وإذا عرفنا عدد أفوجادروا استطعنا أن نجد مقدار M_H .

(iv) الشحنة الأولية ، $e = 1.6 \times 10^{-19}$ coul $= 4.8 \times 10^{-10}$ esu وشحنة الإلكترون $-e$ ، وشحنة البروتون $+e$. والشحنة الموجودة فى جرام جزيئى من أيونات وحيدة الشحنة (بمعنى أن كل أيون يحمل شحنة e) تعرف بـ ثابت فراداى F . وعلى هذا فإن

$$F = N_0 e = 96{,}500 \text{ coul} \qquad (\text{٢٨ ب})$$

يمكن قياس ثابت فراداى F بسهولة فى إحدى تجارب التحليل الكهربى . F - على سبيل المثال - هى كمية الشحنة التى تمر خلال خلية التحليل الكهربى لكى ترسب واحد جرام - مكافىء من الفضة (أى 107.88 gm من الفضة وذلك لأن الوزن الذرى للفضة هو 107.88) .

(v) نسبة شحنة الإلكترون إلى كتلته $e/m = 1.76 \times 10^{8}$ coul/gm ونسبة شحنة البروتون إلى كتلته ، $e/M_p = 9.6 \times 10^{4}$ coul/gm . هـذه الثوابت يمكن تعيينها من تجارب حيود حزم الإلكترونات أو البروتونات فى المجالات الكهربية والمغناطيسية . بهذه الطريقة استطاع ج . ج طومسون فى عام ١٨٩٧+ تعيين e/m . ويجب أن نلاحظ أن

$$\frac{e}{M_p} = \frac{F}{N_0 M_p} \qquad (\text{٢٨ ح})$$

أى أن هذا الثابت ليس مستقلا عن الثوابت التى ذكرت آنفاً .

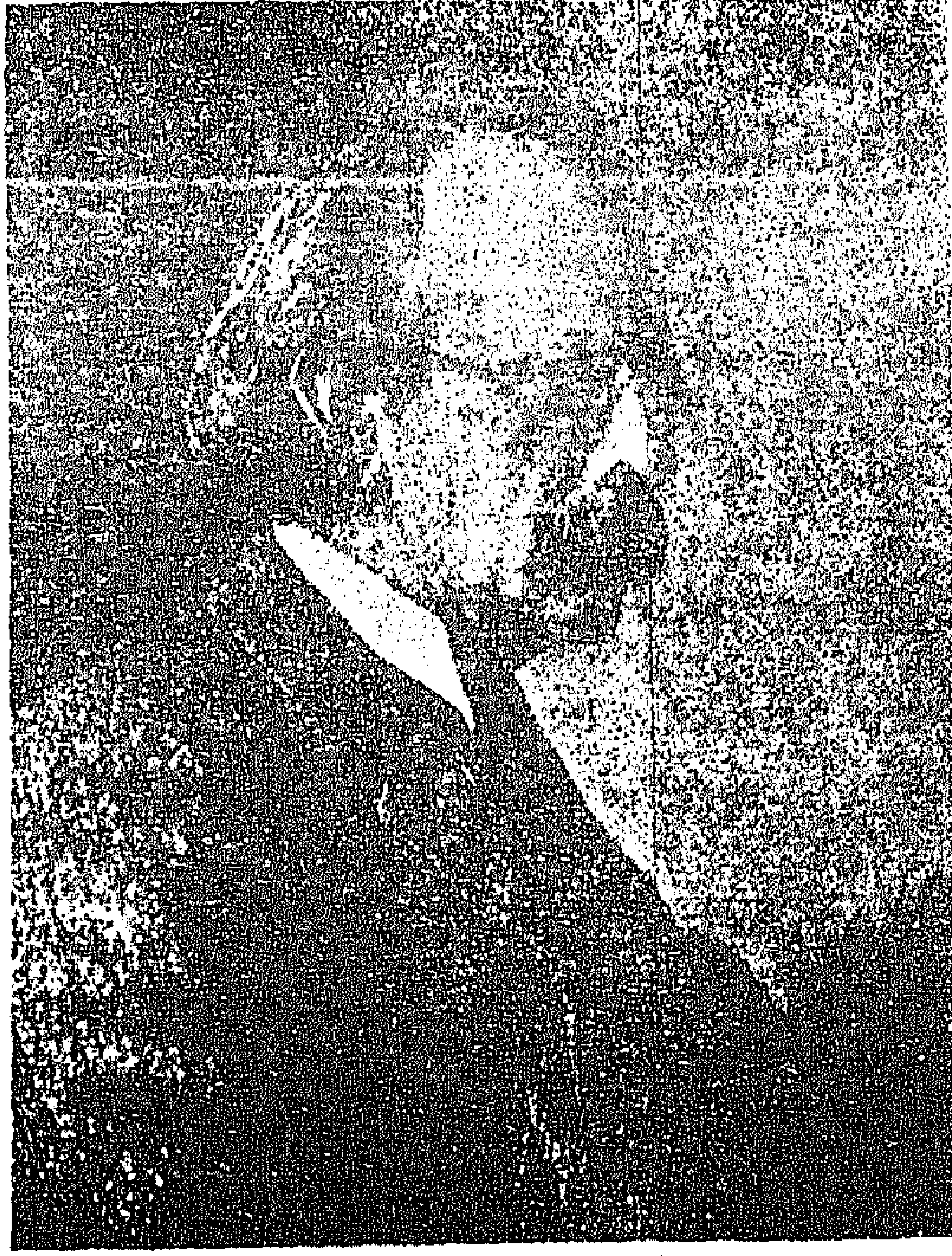
ويجب أيضاً ملاحظة أنه على أساس قيم e/m و e/M_p الدقيقة يمكن إيجاد قيمة دقيقة للكمية

$$\frac{M_p}{m} = \frac{e/m}{e/M_p} \qquad (\text{٢٨ د})$$

حتى لو كانت الشحنة e غير معروفة بدقة مماثلة . هذا بالطبع على اعتبار أن شحنة البروتون مساوية فى المقدار لشحنة الإلكترون .

(vi) كتلة الإلكترون ، $m = 9.11 \times 10^{-28}$ gm. هذا الثابت يمكن تحديده من قيمة e وقيمة e/m .

+ †J. J. Thomson, "Cathode Rays," *Philosophical Magazine* 44, 293 (1897).



جوزيف جسون طومسون ، (Joseph John Thomson) ،
ولد عام ١٨٥٦ بالقرب من مانشستر بانجلترا ، وتوفى عام ١٩٤٠ .
لعدد كبير من السنين شغل طومسون (الذى يلقبه المعجبون به بالاختصار
« ج . ج ») منصب أستاذ كافندش للفيزياء بجامعة كامبردج ، وكذلك
منصب أستاذ الفيزياء بالمعهد الملكى بلندن . إن مساهماته المتعددة والمتنوعة
فى الفيزياء تشمل أبحاثه عن التوصيل الكهربى فى الغازات ، وعن شحنة وكتلة
الإلكترون وخواص الأشعة الموجبة . وقد اكتشف طومسون الإلكترون
عام ١٨٩٧ كما أن شغله على الأشعة الموجبة أدى إلى اكتشاف نظائر النيون ،
وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٠٦ .

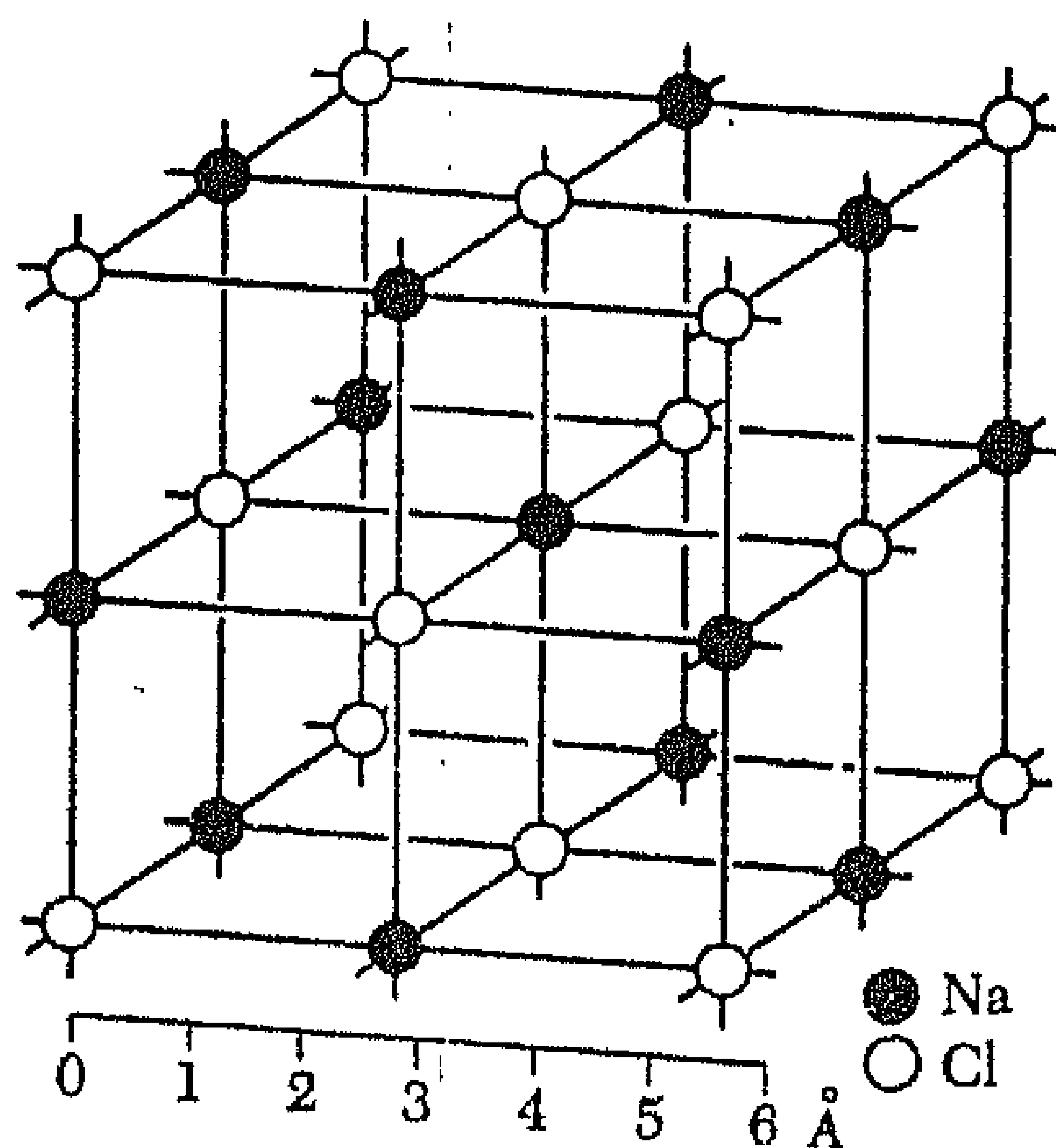
(صورة بالإذن من *Professor L.B. Loeb, Berkeley*)

٢٩ — عدد أفوجادور N_0 يمثل حلقة الوصل بين الفيزياء المجهرية والفيزياء العيانية . فالحجم الهائل لهذا العدد يدلنا على مدى حقيقة صغر الذرات والجزئيات ، وعن سبب عدم ظهور التركيب الحبيبى للمادة بجلاء فى عالم الفيزياء العيانية . وكما ذكرنا فإن N_0 لم يكن معروفاً بدرجة كبيرة فى نهاية القرن الماضى . ولكن الثوابت F ، e/m ، m/M_p كانت معروفة بدرجة أفضل بكثير ، كما أن القياس الجيد المستقل لأى من N_0 أو e كان يؤدى بدوره إلى معرفة أفضل للثوابت الأساسية e و m و M_p . ومن أحد الملامح الهامة لنظرية بلانك لإشعاع الجسم — الأسود أنها سهلت — كما سنرى — التعيين الأفضل والمستقل للثابت N_0 .

بعد حوالى عقـــد من الزمان استطاع ر . أ . ميلكان (R. A. Millikan) بتجربة نقطة الزيت الشهيرة قياس الشحنة e مباشرة وذلك بملاحظة حركة نقط زيت صغيرة مشحونة سابحة فى الهواء تحت تأثير مجال الجاذبية ومجال كهربى مجتمعين† . بالرغم من أننا لانتوقع من هذا النوع من التجارب أن يعطى قيمة عالية الدقة للثابت e إلا أن أهميته كانت تكمن فى استقلاليته ، وبساطته من ناحية المبدأ لقياس هذا الثابت .

٣٠ – سوف نستطرد فى سرد القصة لنذكر أن عدد أفوجادرو N_0 يمكن أيضاً قياسه بطريقة مباشرة للغاية ، وذلك بواسطة إحصاء عدد الذرات فى بلورة . فذرات البلورة تكون منسقة فى شبيكة منتظمة ولتكن شبيكة مكعبة ، فإذا استطعنا تعيين الفراغات بين الذرات المتجاورة فى البلورة – وهو ما يسمى بثابت الشبيكة – يمكننا بسهولة أن نجد N_0 . هذه الفراغات البينية يمكن تحديدها من خلال تجارب حيود أشعة X المستخدمة من خلال – على سبيل المثال – قياسات بواسطة محزوز « عيانى » مقسم ميكانيكياً . ولقد أمكن تعيين N_0 أخيراً بهذه الطريقة .

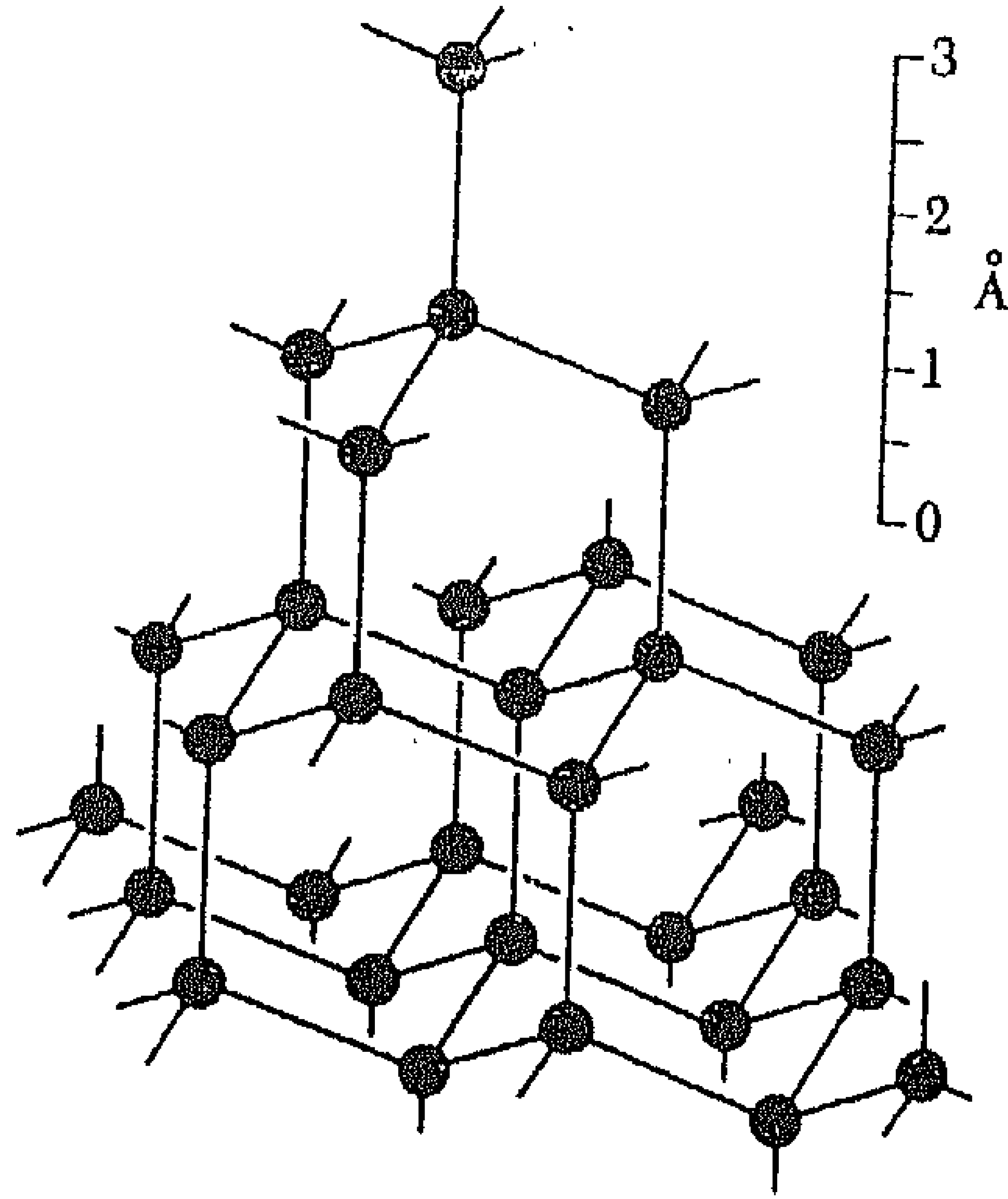
إن الفكرة الذكية بأن الطبيعة تهيىء لنا محزوزات حيود جاهزة الصنع على شكل بلورات طرأت أول ما طرأت على ذهن م . فون لو . وعلى أساس اقتراحه أجريت تجارب حيود أشعة X على البلورات عام ١٩١٢ بواسطة و . فريدريش وب . نبنج‡ هذا فى الحقيقة كان أول برهان عملى تجريبى قاطع بأن أشعة X هى فى الواقع موجات ذات أطوال موجية قصيرة .



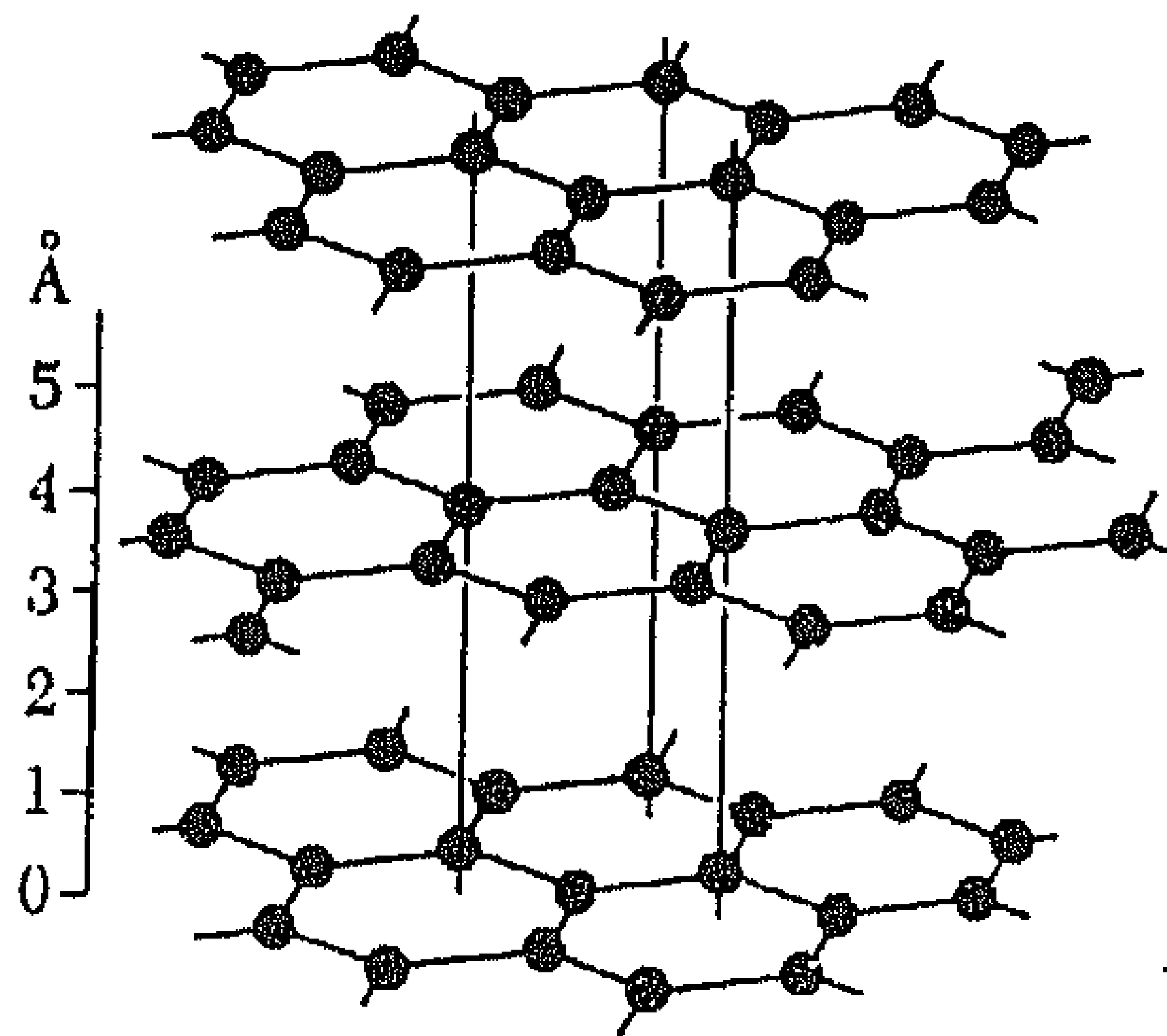
شكل ٣٠ أ التركيب البلورى لكلوريد الصوديوم ذى الشبكة المكعبة ، وتقع ذرات الكلورين وذرات الصوديوم بالتناوب عند الرؤوس . وتشير الكرات الصغيرة إلى المواضع المتوسطة لأنوية الصوديوم والكلورين . لم يقصد بحجوم هذه الكرات نقل أى معلومة عن الحجوم لأى من الأنوية أو الذرات .

† R. A. Millikan, "The Isolation of an Ion, a Precision Measurement of Its Charge, and the Correction of Stokes's Law," *The Physical Review* 32, 349 (1911).

‡ W. Friedrich, P. Knipping, and M. Laue, "Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen," *Annalen der Physik* 41, 971 (1913).



شكل ٣٠ ب التركيب البلورى للماس ، كل ذرة كربون لها أربعة جيران أقربين موضوعة عند رؤوس رباعى السطوح (الجيران الأقربين تصل بينهما الخطوط الصلبة) .



شكل ٣٠ جـ التركيب البلورى للجرافيت ، الماس والجرافيت كلاهما يتكون من الكربون ، وتنبع الفروق المميزة للخواص الفيزيائيـة لهاتين المادتين من اختلاف الشبيكة البلورية لأحـدهما عن الأخرى . فشبيكة الجرافيت تتكون من مستويات متوازية مزاحة عن بعضها بإزاحات متساوية . وفى كل مستوى تنتظم ذرات الكربون فى نمط سداسى ، قارن الشبيكة المرسومة عاليه مع شبيكة الماس فى شكل ٣٠ ب .

٣١ – لكى نستطيع أن نفهم الحجج المتعلقة بإشعاع الجسم الأسود يجب أن نستطرد لنناقش الحرارة ودرجة الحرارة + هذه المفاهيم مهمة لوصف سلوك المادة ككل تحت شروط الإتزان الحرارى . هذا الموضوع ليس له علاقةبتركيب أو سلوك الذرات المعزولة أو الجزيئات أو الأنوية ، ولكنه ذو أهمية فى إدراك كثير من الظواهر الكمية . والسبب فى ذلك يرجع بالطبع إلى أننا فى العادة لانجرى تجاربنا على ذرات أو جزيئات أوأنوية منفردة أو معزولة ، ولكننا نرصد هذه الذرات وهى « كامنة » داخل جسم المادة .

الطاقة الحرارية هى طاقة مصاحبة للحركة العشوائية لمكونات الجسم العيانى . والحرارة هى طاقة حرارية فى حالة انتقال (من جسم إلى آخر) . ولكن ماهى درجة الحرارة ؟ .

٣٢ – ليس من السهل أن نعطى فى جملة واحدة تعريفاً دقيقاً لمفهوم درجة الحرارة . نحن جميعاً نعرف بمعنى ما ماهى درجة الحرارة ، ونعرف كيف نقيسها بميزان حرارى . والميزان الحرارى هو أى جسم أو نظام يتغير تغيراً ملحوظاً بتغير درجة الحرارة مثل التغير فى الطول أو الحجم ، أو التغير فى المقاومة الكهربية . الخ . دعنا نعتبر ، كمثال ، الميزان الحرارى الزئبقى ، حيث نقرأ درجة الحرارة بملاحظة ارتفاع عمود الزئبق فى الأنبوبة الشعرية المنتظمة المقطع . ولتحديد تدريج لدرجات الحرارة يمكننا أن نسند درجة الحرارة 0° لنقطة انصهار الجليد ودرجة الحرارة 100° لنقطة غليان الماء ، ثم نحدد قيم « الدرجات » الخلالية بتقسيم المسافة بين نقطتى الإسناد على الأنبوبة إلى مائة جزء متساو . بهذه الطريقة يمكننا بالفعل تعريف مقياس درجة الحرارة ، ولكن هذه الطريقة تتضمن خللا خطيراً (من وجهة نظر النظرية الفيزيائية الأساسية) وهو أن مقياسنا يتوقف على خواص المادة المأخوذة اعتباطاً وهى الزئبق فى هذه الحالة . ولكن إذا اتبعنا نفس الأسلوب عند استخدام مادة أخرى ولتكن الكحول فمن الممكن أن نجد أن 30° على المقياس الكحولى ليست هى نفس الشيء مثل 30° على المقياس الزئبقى .

ومن المرغوب فيه للأغراض العلمية أن يكون قياسنا للحرارة غير متوقف على خواص مادة معينة . فى الجزء التالى من هذه السلسلة والخاص بالفيزياء الحرارية ، سوف نناقش بالتفصيل كيف يمكن تعريف مثل هذا النوع من القياس . وسوف نجد أن المقياس المستخلص لدرجة الحرارة هو المقياس المطلق حيث تقاس درجة الحرارة بدرجات كيلفن (Kelvin) التى يرمز لها بالرمز °K . وعلى هذا المقياس المطلق تكون درجة 0°K هى أصغر درجة حرارة ممكنة : هذه الدرجة تناظر تقريباً 273°C – . وللسهولة قد تم اختيار مقدار درجة كيلفن على أساس أن الفرق بين درجتى حرارة على المقياس المطلق تكون له نفس القيمة العددية على المقياس المئوى ، وعلى هذا فإننا نحصل بالتعريف على

$$\text{(temperature in °K)} = \text{(temperature in °C)} + 273.15$$

٣٣ – يمكننا الآن تكوين فكرة كيفية عما « تعنيه » درجة الحرارة من وجهة نظر الفيزياء المجهرية . فالفكرة الأساسية هى كما يلى . إن الزيادة فى درجة الحرارة تصاحبها زيادة فى الطاقة المتوسطة المصاحبة

+ § These topics are discussed more fully in Berkeley Physics Course, Vol. V, *Statistical Physics*. See also Physical Science Study Committee, *Physics*, Chaps. 9 and 26, 2nd ed. (D. C. Heath and Company, Boston, 1965).

للحركات العشوائية للمكونات الأولية للجسم . وعند درجة حرارة $0^\circ K$ تخمد كل الحركات العشوائية ، وهذا هو المعنى الفيزيائى لأقل درجة حرارة ممكنة (مع التأكيد على كلمة « عشوائى ») .

فى الميكانيكا الإحصائية غالباً مانضفى صفات مثالية على الغاز الحقيقى ويتم ذلك بدلالة نموذج : فنفرض أن الغاز يتكون من عدد كبير من جسيمات دقيقة متماثلة (جزيئات) ذات حركة عشوائية وتفاعلات بينية صغيرة يمكن إهمالها . هذا النموذج يزودنا بوصف جيد للغاز الحقيقى المخلخل . إذا كانت الجسيمات فى الغاز (النموذج) هى جزيئات نوع واحد من الذرات فإننا نتحدث عن الغاز المثالى أحادى الذرة . ومن الممكن إثبات أنه لجرام جزيئى واحد من الغاز المثالى ، يكون

$$PV = \tfrac{2}{3} N_0 E_{\text{kin}} \qquad (\text{٣٣ أ})$$

حيث P هو الضغط ، V هو حجم الإناء و E_{kin} هى طاقة الحركة المتوسطة لكل جزىء (أحادى الذرة) .

وتعرف درجة الحرارة المطلقة فى هذا النموذج لكى تعبر ببساطة عن طاقة الحركة المتوسطة من خلال $E_{\text{kin}} = \tfrac{3}{2} kT$ ، حيث أن ثابت التناسب k هو المعروف بثابت بولتزمان (Boltzmann) . وعلى هذا يمكننا أن نكتب (٣٣ أ) على النحو :

$$PV = N_0 kT = RT \qquad (\text{٣٣ب})$$

والثابت $R = N_0\, k$ هو ثابت الغاز العالمى . وكحقيقة تجريبية فإن هذا القانون يسرى بدقة على كل الغازات المخلخلة بدرجة كافية : أى أن القانون أصلح للتطبيق كلما كان الغاز أقل كثافة . ويمكن أن نستثمر هذه الحقيقة لمعايرة ترمومتر غازى يصلح لقياس درجة الحرارة المطلقة .

٣٤ — ثابت الغاز العالمى له القيمة

$$\begin{aligned} R = N_0 k &= 8.3 \times 10^{7}\ \text{erg}\ (^\circ\text{K})^{-1}\ (\text{mol})^{-1} \\ &= 1.99\ \text{cal}\ (^\circ\text{K})^{-1}\ (\text{mol})^{-1} \end{aligned} \qquad (\text{٣٤ أ})$$

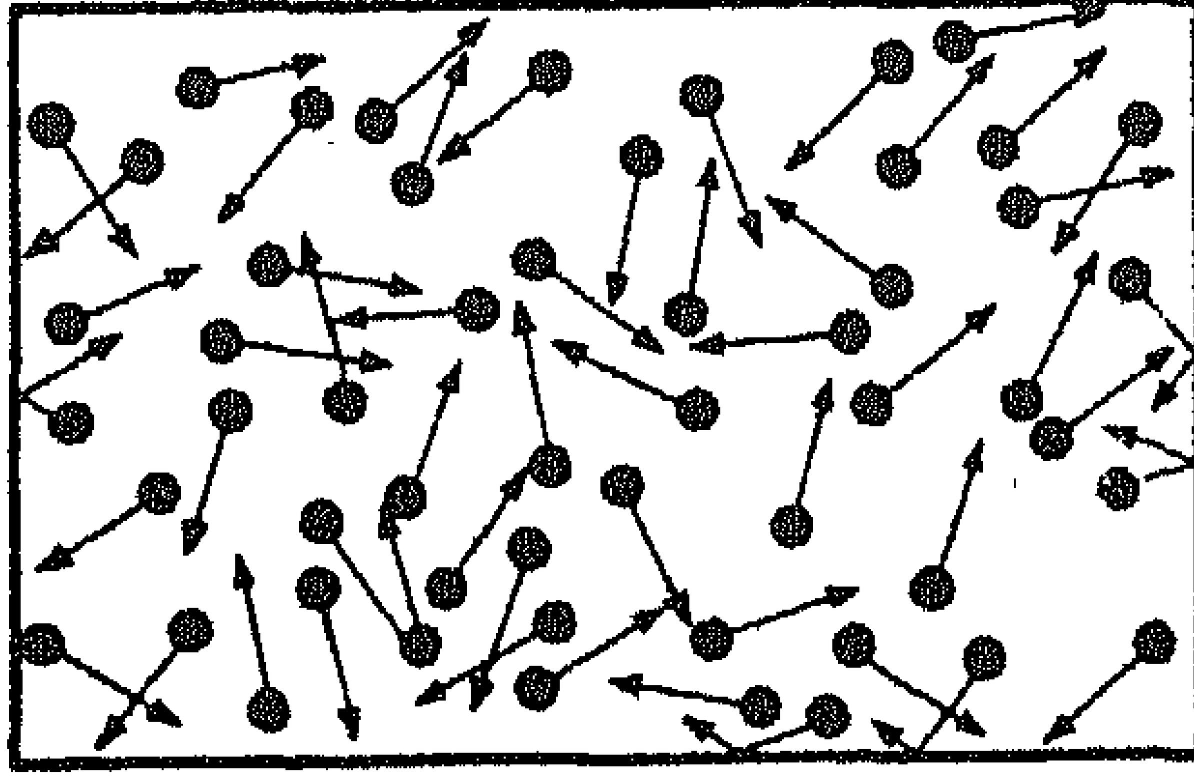
إنه ثابت عيانى يمكن قياسه مباشرة على أساس العلاقة (٣٣ ب) .

ثابت بولتزمان $k = R/N_0$ هو ثابت الغاز لكل جزىء . ويمكن تعينه بمعلومية N_0 وقيمته

$$k = 1.38 \times 10^{-16}\ \text{erg}\ (^\circ\text{K})^{-1} \qquad (\text{٣٤ – ب})$$

وهو فى الواقع عامل تحويل بين درجة الحرارة والطاقة . أن ترتبط درجة الحرارة والطاقة على هذا النحو لاينبغى أن يدعو إلى الإعتقاد بأن الطاقة ودرجة الحرارة هما « نفس الشىء » .

٣٥ — بعد هذا المسح للثوابت الأساسية فى الفيزياء الكلاسيكية سوف نعتبر الآن المسألة الخاصة بقانون إشعاع الجسم الأسود بناء على الحقائق التجريبية التالية . سطح الجسم المادى المحفوظ عند درجة حرارة مرتفعة يبعث ضوءاً له كل الترددات أو الأطوال الموجية . إذا رسمنا كمية الطاقة الإشعاعية المنبعثة فى وحدة الزمن



شكل ٣٣ أ العلاقة $PV = \frac{2}{3} N_0 E_{kin}$ يمكن فهمها بسهولة . إفترض إناء حجمه V به عدد N_0 من الجزيئات ، وافترض مبدئياً أن كل الجزيئات تتحرك إلى اليمين بسرعة v . عدد الجزيئات التى تصطدم بوحدة مساحات الحائط فى وحدة الزمن هى $v(N_0/V)$. كل جزىء ينقل كمية من كمية التحرك مقدارها $2mv$ إلى الحائط . الضغط P' يساوى الكمية الكلية لكمية التحرك المنقولة لوحدة المساحات فى وحدة الزمن ، وعلى هذا يكون

$$P' = 2mv^2(N_0/V) = 4\, E_{kin}(N_0/V)$$

فى الحقيقة يكون اتجاه الحركة عشوائياً وتكون علاقة الضغط الصحيح P بالضغط P' المحسوب عاليه هى $P = \frac{1}{6} P'$ ، والتى تؤدى إلى المعادلة (٣٣ أ) . (يمكن فهم سبب وجود المعامل $\frac{1}{6}$ إذا تخيلنا أن الجزيئات تتحرك فى ستة اتجاهات عيارية : فى كلا الاتجاهين على طول المحاور الثلاثة المتعامدة . سدس الجزيئات فقط سوف يساهم فى الضغط على الحائط الأيمن) .

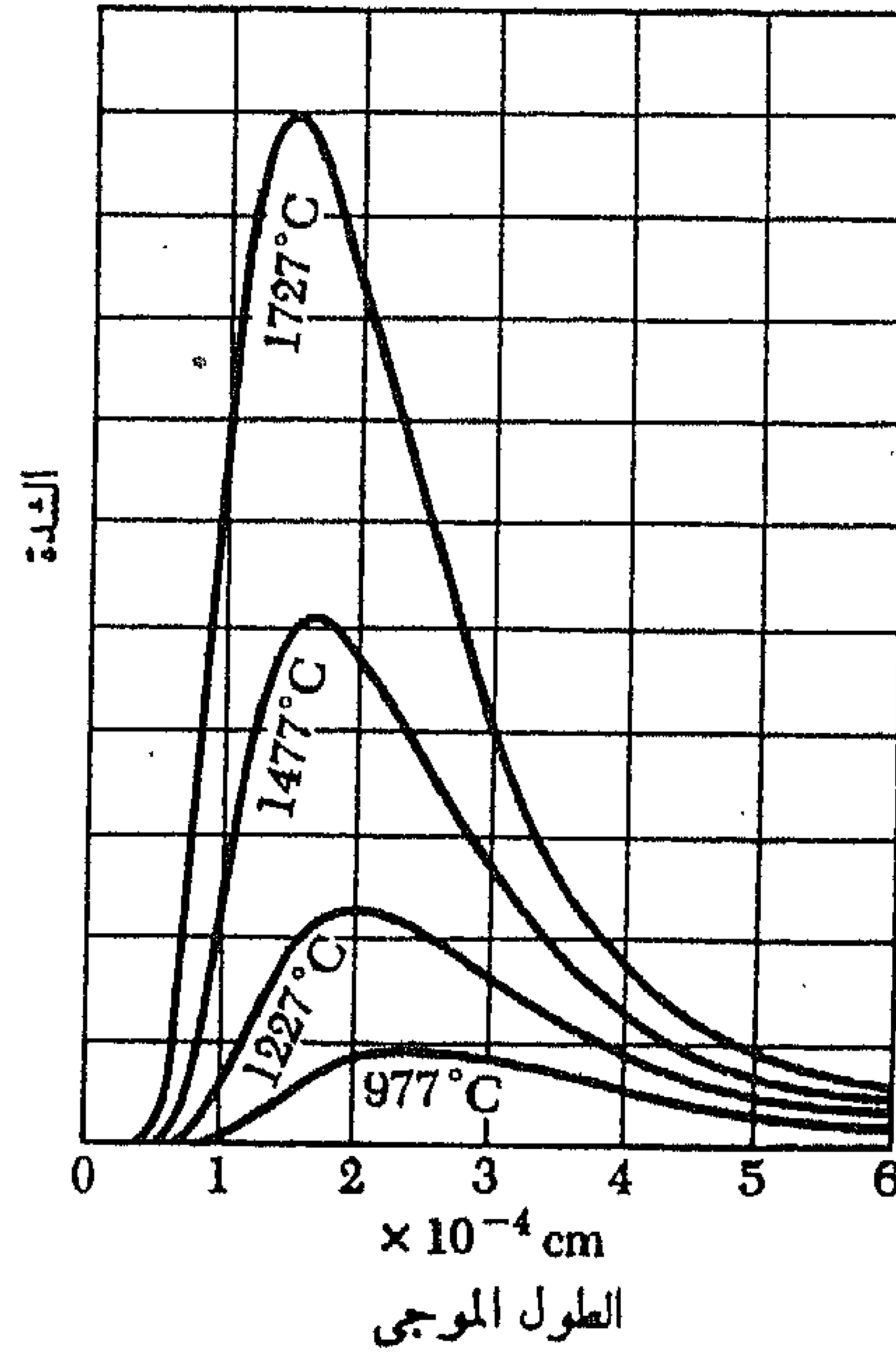
فى وحدة المساحات فى فترة وحدة الطول الموجى كدالة فى الطول الموجى نحصل على منحنى يصل إلى الصفر عند أطوال الموجات الطويلة جداً والقصيرة جداً . وعلى العموم يكون للمنحنى قمة وحيدة عظمى عند طول موجى λ_{max} يتوقف على درجة الحرارة . إن موضع هذه القمة والكمية الكلية للإشعاع المنبعث هى نفسها تقريباً لكل السطوح المادية فبدلا من دراسة الإشعاع المنبعث من السطح المادى يمكن للمرء أن يدرس الإشعاع المنبعث من ثقب صغير فى حائط سطح مغلق محفوظ فى درجة حرارة ثابتة . فى هذا النوع من القياس يكون لدينا عادة تجويف أو « فرن » مغلق مصنوع من أى مادة ذات مقاومة مناسبة للصهر ، ومزود بثقب صغير فى أحد جوانبه (أى أن الثقب صغير بالنسبة إلى الأبعاد الطولية للتجويف) . ثم نوجه أجهزتنا نحو الثقب لنقيس طاقة الإشعاع المنبعثة من داخل هذا التجويف . وقد وجد فى مثل هذه القياسات أن

(١) رسم (أنظر شكل ٣٥ أ) شدة الإشعاع من الثقب مقابل طول الموجة هو منحنى بسيط ينحدر ناحية الصفر عند أطوال الموجات الطويلة والقصيرة ، وله قمة عظمى عند طول موجى λ_{max} تعتمد على درجة الحرارة T للحوائط اعتماداً بسيطاً أى

$$\lambda_{max} T = C_0 = 0.2898 \text{ cm } {}^\circ\text{K} \qquad (٣٥ أ)$$

(٢) التوزيع الطيفى للإشعاع المنبعث ، أى ، شكل المنحنى المذكور فى (١) لايعتمد على شكل التجويف ولا يتوقف على نوع المادة المصنوعة منها حوائطه . كما أن الثابت C_0 فى المعادلة (٣٥ أ) التى تعبر عن قانون ڤين للإزاحة (*Wien's displacement law*) هو إذن ثابت عالمى يصف خاصيــة غير عادية للتجاويف على وجه العموم .

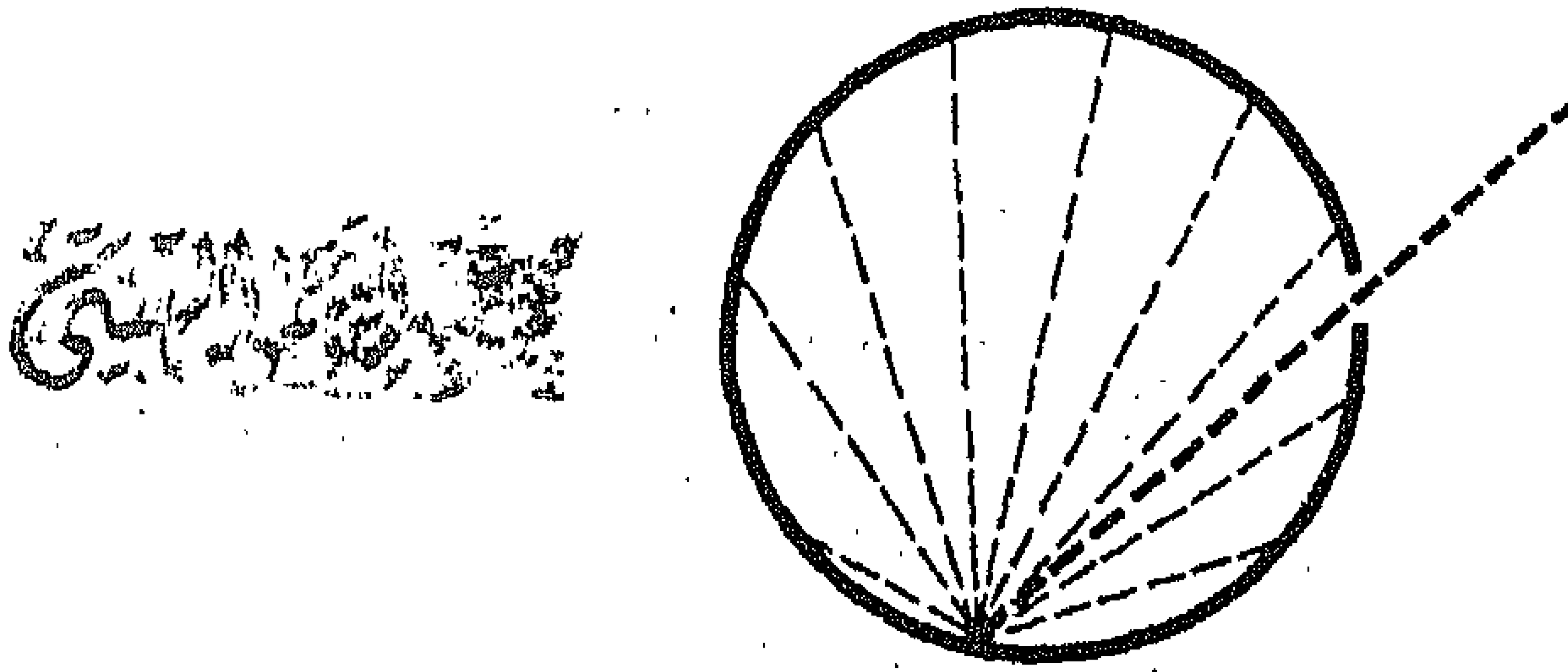
(٣) شدة الإشعاع الخارج من الثقب تكون دائماً أكبر – عند كل الأطوال الموجية – من الشدة المناظرة المنبعثة من السطح المادى عند نفس درجة حرارة حوائط التجويف ، إلا أن رتبة المعظم للشدة هى نفسها .



شكل ٣٥ أ رسم بيانى يوضح القدرة المنبعثة بواسطة الجسم الأسود لوحدة المساحات لوحدة الطول الموجى عند أربع درجات حرارة مختلفة . القدرة الكلية المنبعثة تتناسب مع المساحات تحت المنحنيات وتتناسب مع درجة الحرارة المطلقة مرفوعة للأس الرابع ، لاحظ كيف يتوقف موضع القمة العظمى على درجة الحرارة ؟ العلاقة الدقيقة التى تربطهما يعبر عنها بقانون ڤين Wien's Law .

٣٦ – السطح الذى يمتص كل الإشعاع الساقط عليه يسمى **سطح جسم – أسود** . وبالنسبة للمشاهد الخارجى يبدو الثقب الصغير فى التجويف إلى حد ما مثل سطح جسم – أسود خاصة إذا كانت السطوح الداخلية للتجويف خشنة ومطلية باللون الأسود . والسبب ببساطة هو أن أى شعاع (ضوء) ساقط من الخارج على الثقب سوف يمتص كله تقريباً خلال انعكاسات متعددة داخل التجويف ، حتى إذا كانت السطوح الداخلية لحوائط غير مثالية الإمتصاص .

بسبب كل هذه الظروف فنحن نشير إلى الإشعاع المنبعث من الثقب فى حائط التجويف وكأنه إشعاع جسم – أسود . وقد أوضـح ج . ر . كيرشوف (G. R. Kirchhoff) خلال اعتبارات عامة جداً للديناميكا الحرارية ، أنه لأى طول موجى تكون نسبة معدل ا لانبعاث من سطح مادى اختيارى إلى معدل الانبعاث من سطح جسم – أسود مساوية لمعامل امتصاص المادة عند ذلك الطول الموجى . وعلى هذا فإن سطح الجسم الأسود عبارة عن باعث قياسى مناسب ، وسوف نقصر اعتباراتنا على إشعاع الجسم – الأسود ، أى الإنبعاث من ثقب فى حائط تجويف .



شكل ٣٦ أ بالنسبة للمشاهد الخارجى يبدو ثقب صغير فى حائط تجويف ذى سطوح داخلية ماصة (جزئياً) بمثابة سطح جسم – أسود : إذ يمتص الإشعاع الساقط بالكامل تقريباً . فعند دخول شعاع ضوئى خلال الثقب فإنه يمتص جزئياً وينعكس الجزء الباقى انعكاساً انتشارياً عند اصطدامه بالسطح الداخلى . الأشعة المنعكسة تمتص مرة أخرى جزئياً وتنعكس جزئياً انعكاساً انتشاريا ، وجزء صغير جداً من الضوء الساقط سوف يجد طريقة مرة أخرى إلى خارج الثقب .

وبنص آخر : **الفوتون** الداخل إلى التجويف لايملك إلا احتمالا ضئيلا لكى يهرب من خلال الثقب .

القارىء يستطيع أن يتأكد بنفسه وبسهولة أن الجسم – الأسود يمكن أن يدرك على هذا النحو . أطل السطح الداخلى لصندوق صغير من الكرتون باللون الأسود وافتح ثقباً صغيراً فى أحد جوانبه . أنظر من الخارج لتجد أن الثقب يبدو « أكثر سواداً » من أى سطح مادة « سوداء » .

٣٧ – بنهاية القرن التاسع عشر كانت قد أجريت بعناية مجموعة من التجارب على قانون إشعاع الجسم الأسود ، وقد تأكدت بالفعل العلاقة (٣٥ أ) . وكانت المسألة النظرية البارزة عندئذ هى اشتقاق قانون الإشعاع من المبادىء الأولية . فانبعاث الإشعاع من الثقب ليس فى حد ذاته شىء مثير ، فنحن نعلم أن مكونات المادة هى جسيمات مشحونة ، وأن الاهتزازات الحرارية لهذه المكونات فى الحوائط تؤدى بالطبع إلى إنبعاث الإشعاع فى داخل التجويف . هذا الإشعاع يمكن أيضاً امتصاصه بواسطة الحوائط ، فإذا حفظنا درجة حرارة الحوائط عند درجة ثابتة فسوف نصل إلى نوع من الإتزان بين طاقة الإشعاع فى التجويف وفى الحوائط ،

أى يتساوى معدل الإنبعاث والامتصاص . والمسألة إذن هى أن يشتق تعبير لكثافة طاقة الإشعاع فى التجويف كدالة فى طول الموجة ودرجة الحرارة .

وهنا نركز انتباهنا على تفاصيل جانب واحد من هذه المسألة ، بالذات على العلاقة (٣٥ أ) . ولكى نسبر غورها نعيد كتابتها على الصورة .

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} \times kT = X_1 = \frac{C_0 k}{c} \qquad (\text{٣٧ أ})$$

حيث c هى سرعة الضوء ، k ثابت بولتزمان ، و X_1 هو ثابت جديد . بما أن الجانب الأيسر للمعادلة (٣٧ أ) له الأبعاد الفيزيائية (زمن) × (طاقة) = فعل فإن الثابت X_1 ماهو إلا قيمة الفعل . كيف يتأتى لنا أن نشتق تعبيراً رياضياً للثابت X_1 ؟ كيف لنا أن نستخرج كية لها الأبعاد الفيزيائية للفعل من الثوابت الطبيعية المتاحة؟ هذا بالتأكيد يمثل إشكالا لأنه من الصعب أن نرى كيف يتأتى للثوابت m ، M_H ، e أن تشارك فى التعبير عن X_1 . إن الحالة الفيزيائية تبدو واضحة جلية ، فطاقة الإشعاع داخل التجويف فى حالة اتزان حرارى مع الحوائط . والإشعاع المنبعث **لايتوقف على حجم وشكل التجويف كما أنه مستقل أيضاً عن مادة هذه الحوائط** ؛ كيف إذن لثوابت مثل m و e تتعلق بخواص الحوائط ، أن تكون ذا حيثية؟ يبدو أن تشككنا فى أن X_1 لايمكن أن تشتق من بقية الثوابت هو شك له مايبرره تماماً ، والحقيقة أن العلاقة (٣٧ أ) لايمكن فهمها على أساس من الفيزياء الكلاسيكية . كان الأمر فى الواقع مثبطاً للغاية عام ١٩٠٠ أى قبل اكتشاف بلانك . فتطبيق الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية قد أدى إلى قانون غير معقول لإشعاع الجسم الأسود ، ينص على أن شدة الإشعاع تزداد بلا توقف مع التردد بحيث تصير الشدة الكلية للإشعاع لانهائية ، وهذا يعنى أن الإشـــعاع لايمكن أن يكون فى حالة اتزان حرارى مع المـــادة عنـــد أى درجة حرارة !

٣٨ — فى ١٤ ديسمبر عام ١٩٠٠ قدم ماكس بلانك (Max Planck) إشتقاقاً لقانون إشعاع الجسم الأسود فى اجتماع الجمعية الفيزيائية الألمانية ببرلين ، ويعتبر هذا التاريخ بمثابة يوم ميلاد نظرية فيزياء الكم+. وفى اشتقاقه للتعبير النظرى لشدة الإشعاع كدالة فى الطول الموجى ودرجة الحرارة ، تجاوز بلانك الفيزياء الكلاسيكية عندما وضع لهذا الغرض افتراضاً جذرياً يمكن صياغة مؤداه فيما يلى . المتذبذب ذو التردد الطبيعى ν يمكن أن يأخذ أو يفقد الطاقة فقط فى طرود قيمة كل منها $E = h\nu$ ، حيث h هو ثابت أساسى جديد للطبيعة . واستطاع بلانك بذلك أن يشتق — من بين أشياء أخرى — تعبيراً للثابت X_1 ، وهو

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} \times kT = \frac{C_0 k}{c} = X_1 = 0.2014 \times h \qquad (\text{٣٨ أ})$$

كانت هذه بداية ظهور ثابت بلانك .

+ M. Planck, "Über das Gesetz der Energieverteilung in Normalspektrum," *Annalen der Physik* 4, 553 (1901).

وكان بلانك نفسه شديد التردد فى قبول هذا التجاوز عن الفيزياء الكلاسيكية ، وبعد اكتشافه العظيم حاول جاهداً ولعدة سنوات أن يفهم ظاهرة إشعاع الجسم الأسود على أساس كلاسيكى خالص دون الحاجة إلى الفرض الذى وضعه مرغماً . وفيما يتعلق بهذه المجهودات غير المثمرة قال أخيراً بأنه لايعتبرها عملا ضائعاً ، فبفضل هذه المحاولات المتكررة الفشل وحدها استطاع أن يصل فى النهاية إلى الاقتناع بأنه لايمكن أن يكون هناك تفسير لظاهرة الإشعاع من خلال الفيزياء الكلاسيكية .

٣٩ – إن قانون الإشعاع لبلانك فى تألقه الكامل يقرأ على النحو التالى :

$$E(\lambda,T) = \left(\frac{8\pi hc}{\lambda^5}\right) \times \frac{1}{\exp\,(hc/\lambda kT) - 1} \qquad (\text{٣٩ أ})$$

حيث $E(\lambda, T)$ هى كثافة طاقة الإشعاع فى التجويف لفترة وحدة الطول الموجى ، عند الطول الموجى λ وكذلك عند درجة الحرارة T . k هو ثابت بولتزمان ، c هى سرعة الضوء .

شدة الإشعاع المنبعث من ثقب صغير فى حائط التجويف تتناسب مع كثافة الطاقة داخل التجويف ، والتعبير (٣٩ أ) هو على هذا تعبير رياضى للعلاقات الموضحة فى شكل (٣٥ أ) .

ولكى نحدد موضع قمة $E(\lambda, T)$ العظمى كدالة فى λ عند ثبوت T ، نفاضل $E(\lambda, T)$ بالنسبة إلى λ ونساوى ناتج التفاضل بالصفر ، ثم نحل المعادلة لإيجاد λ_{max} . وتمكننا هذه الطريقة من الحصول على العلاقة (٣٨ أ) أو العلاقة المكافئة

$$\lambda_{max}T = C_0 = 0.2014 \times \frac{hc}{k} \qquad (\text{٣٩ ب})$$

بما أن λ_{max} ، T يمكن قياسهما مباشرة وحيث أن c معلومة فإننا نستطيع تعيين h/k تجريبياً على أساس العلاقة (٣٩ ب) . بالإضافة إلى ذلك يمكننا تعيين الثابت h بواسطة المقارنة التفصيلية بين قيمة $E(\lambda, T)$ المقاسة تجريبياً وبين التعبير النظرى (٣٩ أ) . وهذا يسمح بحساب ثابت بولتزمان k ، وأخيراً ، بفضل العلاقة $N_0 = R/k$ يمكن حساب N_0 . وقيمة الثابت k التى حصل عليها بلانك باستخدام هذه الطريقة هى حوالى 2.5 بالمائة أصغر من أفضل قيمة حديثة التعيين .

٤٠ – إن التاريخ التفصيلى لقانون بلانك للإشعاع تاريخ ساحر وخلاب . فقبل أن ينجح بلانك فى اشتقاق التعبير (٣٩ أ) بناء على وجهة النظر « المجهرية » حاول بالفعل أن يخمن توقف $E(\lambda, T)$ الصحيح على كل من λ و T . هذا التخمين كان يعتمد جزئياً على بعض القياسات التى أجراها بعناية هـ . روبنزوف . كيرلبوم ، وجزئياً على بعض الاعتبارات النظرية العامة . (واضح أن العلاقة (٣٩ أ) هى من التعقيد بمكان بحيث يصعب الوصول إليها على أساس تجريبى خالص) . وقد عرض بلانك نتائجه الأولية على الجمعية الفيزيائية الألمانية فى ١٩ من أكتوبر عام ١٩٠٠ . فى ذلك البحث احتوت الصيغة الرياضية على ثابتين بدون إبداء تعليل فيزيائى ، مثل الثوابت التى قد نكتبها الآن على الصـــورة $(8\pi hc)$ و (hc/k) . وقد أعيد فحص تلك الصيغة بمقارنتها بالنتائج التجريبية بواسطة روبنز وبواسطة و . ليومر إ . برنجشيم ،

ووجد أنها تتفق مع الحقائق بدقة ملحوظة+ . وقد واجه بلانك عندئذ مشكلة إيجاد نوع من التبرير النظرى الأساسى لصيغة بدت على أنها الصيغة الصحيحة . وقد تم له النجاح فى حل هذه المشكلة بعد حوالى ثمانية أسابيع من العمل المتقد حماساً .

التأثير الكهـرضوئى

٤١ – عند بدء القرن الحالى كان من المعروف بالتجربة أن الضوء (فى المنطقة المنظورة أو فوق البنفسجية) عندما يسقط على سطح معدن فان الإلكترونات تنبعث من هذا السطح++ وهذه الظاهرة فى حد ذاتها ليست مدعاة للدهشة لأننا نعلم بأن الضوء عبارة عن إشعاع كهرمغناطيسى ، وعلى هذا فاننا نتوقع أن المجال الكهربى للضوء يمكن أن يحدث قوة على الإلكترونات فى سطح المعدن ويسبب إنبعاث بعض منها . أما ما يدعو للعجب حقاً فهو أن طاقة حركة الإلكترونات المنبعثة لا تتوقف على شدة الضوء ، ولكنها تعتمد بالفعل على التردد بصورة بسيطة للغاية : إنها تزداد زيادة خطية مع التردد . فى حين أن زيادة شدة الضوء تسبب مجرد زيادة فى عدد الإلكترونات المنبعثة فى وحدة الزمن ولكنها لا تؤثر على طاقتها . إنه لمن الصعب بمكان أن تفهم هذا على أساس كلاسيكى ، فقد كنا نتوقع أنه عندما تزداد الشدة لموجة الضوء وبالتالى تزداد سعة المجال الكهربى فى الموجة فإن الإلكترونات سوف تعجل إلى سرعات عالية .

هذه الحقائق كانت قد ترسخت قبل عام ١٩٠٥ بواسطة ب . لنارد وآخرون . إلا أن القياسات الدقيقة للعلاقة بين تردد الضوء وطاقة الإلكترونات المنبعثة لم تتم حتى عام ١٩١٦ عندما درس الموضوع بعناية فائقة بواسطة ر . أ . ميليكان .

٤٢ – فى عام ١٩٠٥ اقترح ألبرت أينشتين تفسيراً لهذه الظاهرة+++ بناء على هذا التفسير فان الطاقة فى حزمة من الأشعة الضوئية أحادية اللون تكون على هيئة طرود قيمة كل منها $h\nu$ ، حيث ν هو تردد الضوء ؛ هذا الكم من الطاقة يمكن أن ينتقل كاملا إلى الإلكترون ، وبتعبير آخر يكتسب الإلكترون طاقة $E = h\nu$ وهو ما زال داخل المعدن . إذا افترضنا الآن أن كمية معينة من الشغل ، W ، يجب أن تبذل لإزالة الإلكترون من المعدن ، فإن الإلكترون سوف ينبعث بطاقة حركة $E_{\text{kin}} = E - W$ ، أو

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W \qquad (٤٢ أ)$$

ويطلق على الكمية W ، دالة الشغل للمادة ومن المفترض أنها ثابت مميز للمعدن ، ولا تتوقف على التردد ν .

+ For *later* tests of Planck's law, see H. Rubens and G. Michel, "Prüfung der Planckschen Strahlungsformel," *Physikalische Zeitschrift* **22**, 569 (1921).

++ See PSSC, *Physics*, Chap. 33.

+++ A. Einstein, "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt," *Annalen der Physik* **17**, 132 (1905).

والمعادلة (٤٢ أ) هى معادلة أينشتين الشهيرة للتأثير الكهرضوئى وتوضح أن طاقة الإلكترونات المنبثة تزداد زيادة خطية مع التردد ، لكنها مستقلة عن شدة الضوء . ويكون عدد الإلكترونات المنبثة بالطبع متناسباً مع عدد الكمات الواردة أو الساقطة ، وبالتالى يتناسب هذا العدد مع شدة الضوء الساقط . على هذا النحو استطاع أينشتين أن يفسر الملامح الكيفية للتأثير الكهرضوئى كما كانت معروفة له فى ذات الوقت .

٤٣ – وقد توصل أينشتين إلى هذه الفكرة عندما لاحظ أنه يمكن فهم بعض ملامح قانون بلانك الغريب لإشعاع الجسم – الأسود بفرض خواص جسيمية للإشعاع الكهرمغناطيسى داخل التجويف ، أى بافتراض أن طاقة الإشعاع تتكون من كمات قيمة كل منها $h\nu$. ويجب التنويه هنا أن المعنى الحقيقى لفرض بلانك كان فى ذلك الوقت مغلفاً بالغموض وأن طريقة أينشتين الجديدة فى النظر إلى ظاهرة إشعاع الجسم – الأسود كانت لذلك خطوة جادة إلى الأمام . إن أهم سمة لهذا الأمر كانت على أى حال مقدرة أينشتين على تطبيق فهمه لظاهرة إشعاع الجسم – الأسود على حالة فيزيائية جديدة ، ألا وهى التأثير الكهرضوئى .

٤٤ – المعادلة (٤٢ أ) كانت بمثابة تنبؤ نظرى دقيق ، وفى هذا الصدد ، فهى قابلة لاختبارات تجريبية كمية . وهى بالإضافة إلى ذلك تعطى الفرصة لقياس جديد لثابت بلانك ، بفرض أن آراء أينشتين صحيحة . وكما ذكرنا من قبل أن هذه المسائل الهامة للغاية قد تمت دراستها بواسطة ر . أ . ميليكان فى سلسلة من القياسات الجميلة المتقنة+ . والتى وجدها على اتفاق تام مع معادلة أينشتين (٤٢ أ) .

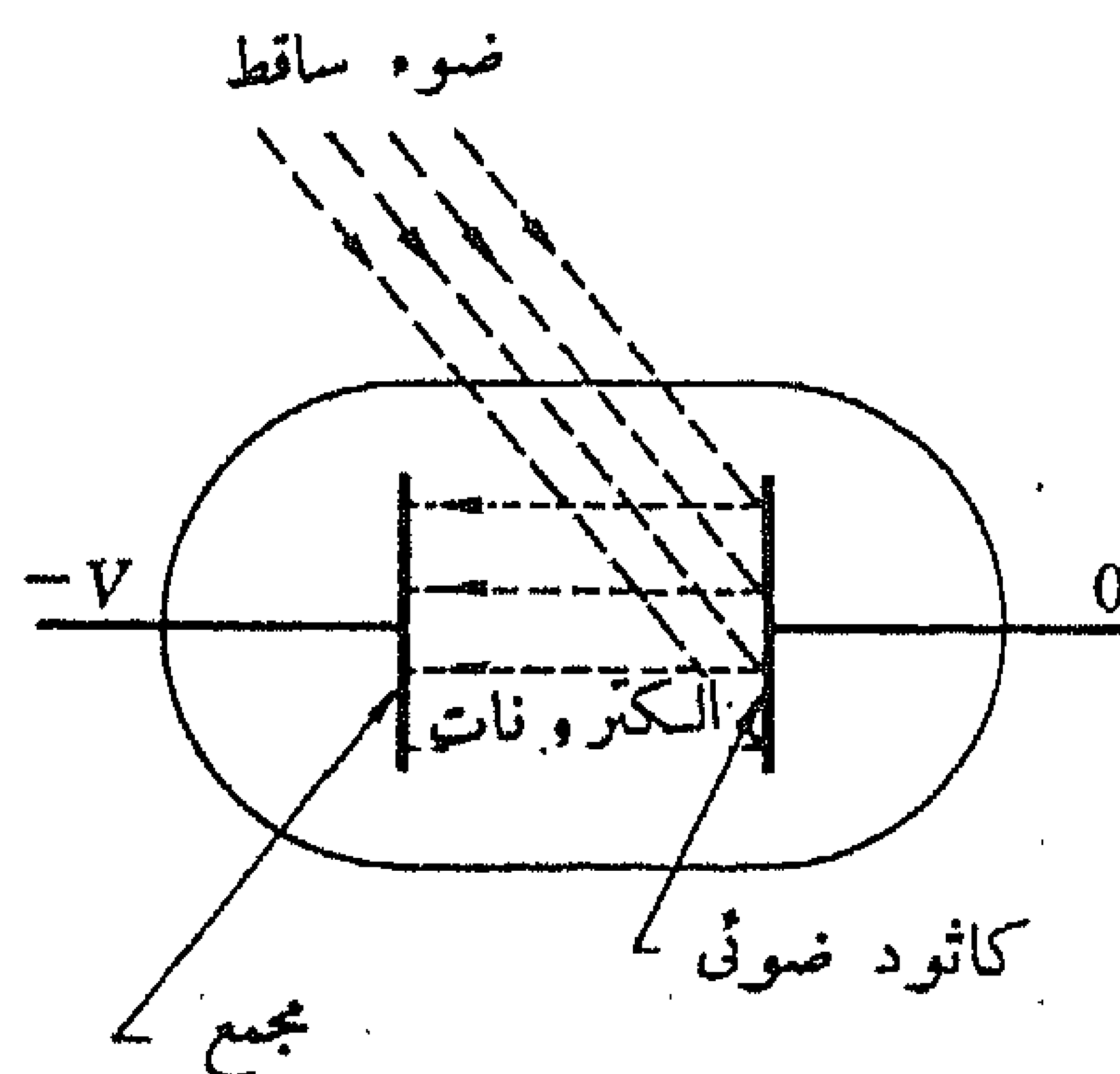
وطريقة ميليكان موضحة تخطيطياً فى شكل (٤٤ أ) . حيث يسقط ضوء أحادى اللون على سطح معدن ، عادة معدن قلوى ، ليسبب انبعاث فوتو إلكترونات . ويمكن حفظ القطب المجمع لهذه الإلكترونات عند جهد اختيارى V – بالنسبة للكاثود ويثبت بالقرب من السطح ذى الحساسية الضوئية ، ثم يتم قياس تيار الفوتو إلكترونات . فإذا فرضنا الآن أن كل الإلكترونات تنبعث بنفس طاقة الحركة E_{kin} ، كما هو مبين بالمعادلة (٤٢ أ) ، فمن الواضح إذن أنه لا يمكن لأى من الإلكترونات أن يصل إلى القطب المجمع إذا كانت $eV > E_{\text{kin}}$. ويمكننا على هذا ملاحظة التيار كدالة فى الجهد المعوق V ، فإذا كان V_0 هو الجهد الذى يؤول التيار عنده إلى الصفر فان

$$V_0 = \left(\frac{h}{e}\right)\nu - \frac{W}{e} \qquad (٤٤ \text{ أ})$$

برسم جهد القطع المعوق V_0 مع التردد ν نحصل على خط مستقيم كما هو واضح من الشكل (٤٤ ب) المأخوذ من بحث ميليكان . من ميل هذا الخط يمكن أن نعين الثابت h/e ومن تقاطعه مع محور V_0 يمكن أن نجد ثابت المادة W/e .

+ R. A. Millikan, "A Direct Photoelectric Determination of Planck's 'h'," *The Physical Review* 7, 355 (1916).

هذه تجربة واضحة ومبنية على مفاهيم بسيطة ولكن لكى نحصل على نتائج دقيقة ومتوافقة يتطلب ذلك عناية فائقة .



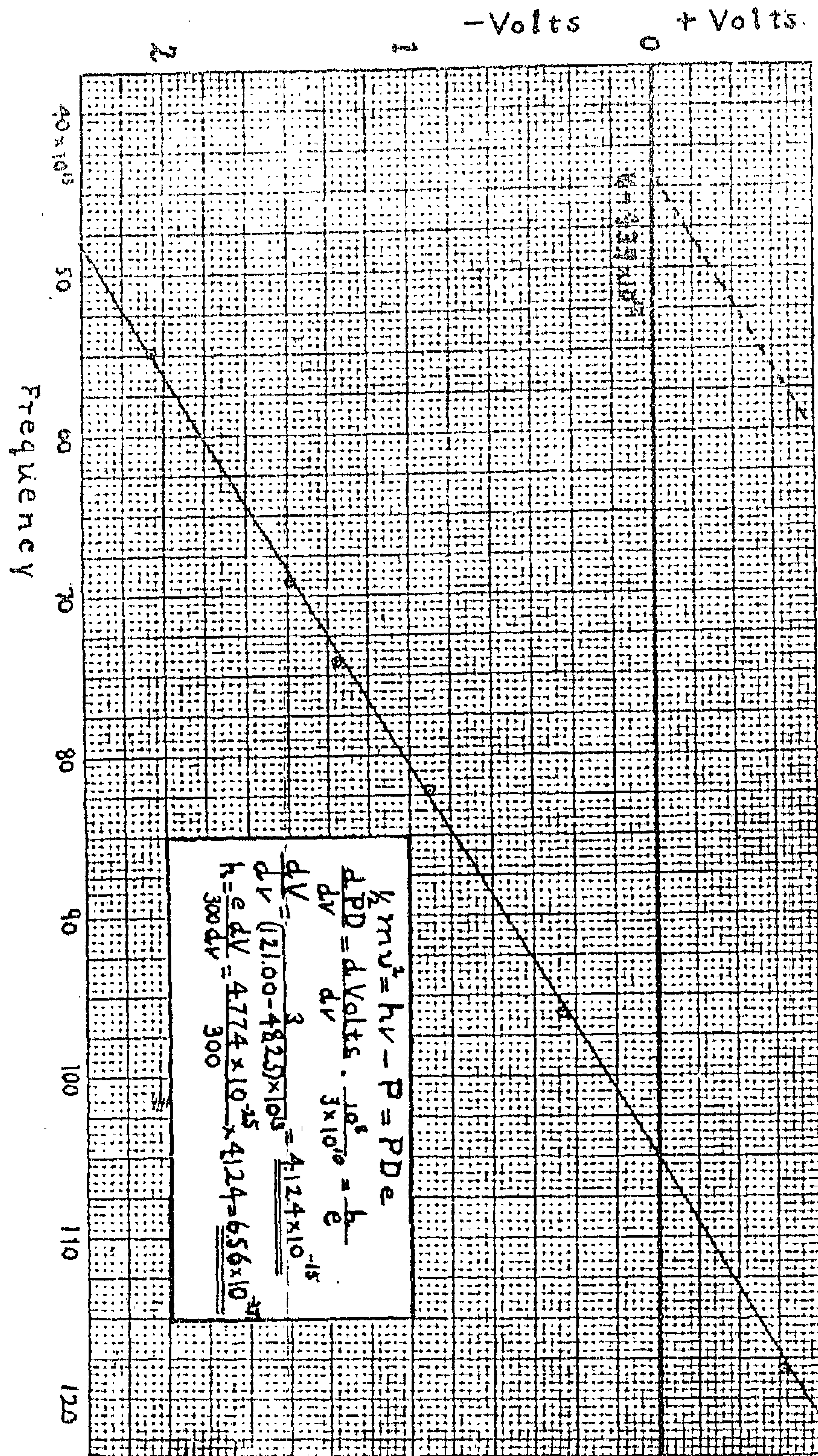
شكل ٤٤ أ شكل تخطيطى يوضح مبدأ تجربة ميليكان . تنطلق الإلكترونات بطاقة $E_{kin} = h\nu - W$ حيث W هى دالة الشغل المميزة لمادة الكاثود — عندما يسقط ضوء تردده ν على الكاثود الضوئى . تيار الإلكترونات إلى المجمع سوف يتوقف عندما يكون الجهد المعوق $V > (h\nu - W)/e$. وملاحظة الجهد المعوق الحرج $V_0 = (h\nu - W)/e$ عند قيمة ν ، يعطى الثابت h/e (أنظر شكل ٤٤ ب) .

٤٥ – دعنا نتناول العلاقة (٤٤ أ) عددياً :

بقيمة $h = 6.63 \times 10^{-27}$ erg sec $= 6.63 \times 10^{-34}$ Joule sec

و $e = 1.60 \times 10^{19}$ coul ، فاننا نحصل على $h/e = 4.14 \times 10^{-15}$ volt sec بالنسبة للضوء المرئى يقع الطول الموجى فى المدى 4000 A إلى 7000A ، حيث أن $1\ \text{A(ngstrom)} = 10^{-8}$ cm + . هذا يناظر مدى الترددات $(4.3 \text{ to } 7.5) \times 10^{14}\ \text{sec}^{-1}$ ويناظر الضوء الأزرق ترددا حوالى $7 \times 10^{14}\ \text{sec}^{-1}$ وفى هذه الحالة نحصل على $(h/e)\nu \sim 2.8$ volts. وللضوء المرئى أو القريب من المنطقة فوق البنفسجية يكون الجهد المعوق من رتبة واحد فولت . وإنها لحقيقة تجريبية أن ثابت المادة W/e يكون أيضاً نمطياً من نفس الرتبة . هذا الثابت صغير بصفة خاصة للمعادن القلوية ويرجع إلى ذلك سبب استخدام هذه المعادن لصنع الكاثود الضوئى فى الخلايا الضوئية المصممة للعمل فى منطقة الضوء المرئى . فن الواضح أن الخلية الضوئية لن تستجيب للإشعاع عندما تكون $W > h\nu$.

+ لتخليد ذكرى العالم السويدى أ . ج . أنجستروم (A. J. Ångström) وقد يبذل الناس الناطقون باللغة الإنجليزية جهداً لينطقوا إسمه صحيحاً . فالحرف الأول "A" ينطق مثل 0 فى كلمة *long* ، والحرف الثانى "ö" مثل نفس الحرف فى الألمانية . أو مثل الحرف *eu* فى الكلمة الفرنسية *deux* .



شكل ٤–٤ب رسم بياني مأخوذ من بحث ميليكان [R. A. Millikan, *Physical Review* 7, 355 (1916)] يوضح العلاقة الخطية بين الجهد المعوق الحرج V_0 وتردد الضوء لسطح الصوديوم ذي الحساسية الضوئية . وكما نرى ، فقد أورد ميليكان حساباته لثابت بلانك على أساس المنحنى المبين بالرسم . (بإذن من *The Physical Review*)

٤٦ — الملامح الكيفية للإنبعاث الضوئى الذى اكتشف قبل عام ١٩٠٥ كانت رائعة بالتأكيد على الرغم من أنها تطلبت بصيرة أينشتين النفاذة لكن نشعر بروعة هذه الظواهر . ولو كانت النتائج الكمية لميليكان متاحة عند ذلك الوقت لشكلت بالتأكيد تحدياً أساسياً للأفكار الكلاسيكية .

إن جوهر الأمر يكمن بوضوح فى العلاقة الغريبة .

$$\frac{E}{\nu} = X_2 \qquad (٤٦ \text{ أ})$$

حيث E هى الطاقة التى يمكن نقلها للإلكترون من شعاع ضوئى أحادى اللون ذى تردد ν وحيث X_2 هو ثابت لا يتوقف على شدة الضوء ، ومستقل عن التردد وعن المادة التى تنبعث منها الإلكترونات . (ولم يكن انبعاث الإلكترونات بطاقة حركة أصغر من E أمراً عسير الفهم فى عام ١٩٠٥ أكثر مما هى عليه الآن : ودالة الشغل W تمثل ببساطة طاقة ربط الإلكترونات فى المادة) . وإنه لأمر عسير لا رجاء فيه أن نفهم علاقة مثل (٤٦ أ) على أساس كلاسيكى وأن نعبر عن هذا الفهم بصيغة تعطى الثابت X_2 بدلالة الثوابت الأساسية فى الفيزياء الكلاسيكية . فالثابت X_2 له الأبعاد الفيزيائية للفعل ومن الصحيح أن مثل هذه الكمية يمكن أن تتكون من الثوابت الأساسية مثل $(e^2/c) \cong (h/860)$. ولكننا نعرف الآن أن $X_2 = h$ ، وعلى هذا فان الكمية (e^2/c) تكون ذات رتبة كبر خاطئة إذ هى أصغر بحوالى 1000 مرة من h وهذا لا يبدو مشجعاً . وهكذا نرى أن اعتبارات الأبعاد لا يمكن أن تؤدى بنا فى الواقع إلى أى شئ إلا إذا اقترحنا ميكنة كلاسيكية يمكن أن تؤدى إلى المعادلة (٤٦ أ) . ولم يستطع أحد أن يفعل ذلك ، كما أن الحقائق المتعلقة بالتأثير الكهرضوئى تساند بقوة كبيرة فكرة أينشتين بأن طاقة الإشعاع طاقة كمية+ .

وكما سنتعلم فيما بعد أن العلاقة (٤٦ أ) توضح مبدأ أساسياً للغاية فى فيزياء الكم ، ألا وهو أن الطاقة والتردد مرتبطان عالمياً بواسطة $E = h\nu$. مثل هذه العلاقة تعتبر غريبة تماماً على الفيزياء الكلاسيكية ، والثابت الغامض $X_2(= h)$ فى (٤٦ أ) هو إجلاء لأسرار الطبيعة ولم يشك فى صحته أحد .

مسالة الاستقرار وحجوم الذرات

٤٧ — دعنا الآن نلتفت إلى الثالثة من مسائلنا ، ألا وهى مسألة الاستقرار وحجوم الذرات ، ودعنا على وجه الخصوص نعالج الجزء الأخير منها . يمكننا أن نعرف « الحجم » لذرة ما على أنه المسافة النمطية المتكررة بين الذرات المتجاورة فى بلورة أو سائل . ومعروف بالتجربة أن هذا الحجم من رتبة $1\text{Å} = 10^{-8}\text{cm}$. وقدر كبر هذه المسافة مرتبط بقدر كبر عدد أفوجادرو على النحو التالى . كتلة واحد سنتيمتر مكعب من أى سائل أو جامد هى على التقريب واحد جرام . ويحتوى واحد جرام من أى مادة تقريباً على N_0 ذرة . وعلى هذا فالبعد بين الذرات المتجاورة فى الجامد أو السائل يجب أن تكون من القدر $(1/N_0)^{1/3}\ \text{cm} \sim 1\ \text{Å}.$ والقياس الدقيق للفراغات أو المسافات البينية فى البلورة يؤدى كما ذكرنا سابقاً إلى تحديد قيمة عدد أفوجادرو .

+ يمكن التنويه هنا بأن أينشتين لم يستخدم فى بحثه مصطلح **الفوتون** كوحدة كم كهرمغناطيسية ؛ هذا المصطلح قد أدخل فى فترة متأخرة جداً .

المسألة الآن هي ما إذا كان باستطاعتنا أن نجد تفسيراً لحجم الذرة من خلال هيكل الفيزياء الكلاسيكية : ما إذا كان باستطاعتنا حساب « نصف قطر » ذرة بمعلومية ثوابت الفيزياء الكلاسيكية .

٤٨ – بعد تحليل رذرفورد (Rutherford) الشهير+ عام ١٩١٠ لتجارب هـ . جيجر وأ . مارزدن (H. Geiger and E. Marsden) المتعلقة بتشتت جسيمات ألفا برزت صورة معينة للذرة بدا منها أن الذرة تتكون من نواة مركزية صغيرة جداً محاطة بإلكترون أو أكثر . وكانت هناك أسباب قوية تدعو للإعتقاد بأن كلا من النواة والإلكترون صغير جداً عند مقارنته بحجم الذرة ، ولنقل ، أصغر من 10^{-11} cm على الأقل . بالإضافة إلى ذلك فإن معظم كتلة الذرة على ما يبدو مركزة في النواة .

تحت هذة الظروف كان من الطبيعي جداً أن نحاول خلق أنموذج للذرة يحاكي أنموذج النظام الشمسي ، على أن تلعب النواة دور الشمس ، وتلعب الإلكترونات دور الكواكب . وقد تتحرك الجسيمات تحت تأثير تفاعلاتها الكهراستاتيكية المتبادلة وبذا تتكون معظم الذرة من « فضاء شاغر » ، ويتحدد حجم الذرة بنصف قطر المدار الأقصى للإلكترون .

دعنا نتقبل مؤقتاً هذا الأنموذج كأساس للمناقشة ، ودعنا أيضاً نفترض مبدئياً أن سرعات الجسيمات تكون صغيرة بدرجة تسمح باجراء المناقشة في حدود الميكانيكا اللانسبية . ينبغي الآن أن نجيب على السؤال : ماذا يحدد حجم المدار الخارجي للإلكترون ؟ فنحن نلاحظ أن سرعة الضوء لا مكان لها في هـذا الأنموذج ، ولكننا لا نستطيع أن نكون كية لها الأبعاد الفيزيائية للطول من الثوابت الكلاسيكية الأساسية الباقية e ، m و M_{H} وقد نشك بأن مسألتنا غير قابلة للحل من خلال الميكانيكا الكلاسيكية . لكي نرى هذا بوضوح يمكننا أن نحاور على النحو التالي :

٤٩ – افترض أن ذرة تحتوي على Z من الإلكترونات ، كل منها شحنته $-e$ ، ونواة شحنتها $+Ze$. وبدون فقد للعمومية يمكن أن نفترض أن هذه الجسيمات تتحرك بحيث يبقى مركز كتلة النظام ساكنا . كل جسيم يتحرك عندئذ في مسار ما يتحدد بالدالة $\mathbf{r}_k(t)$ التي تحدد موضع الجسيم k كدالة من الزمن t . (وليكن مركز كتلة النظام عند نقطة الأصل) .

الدوال $\mathbf{r}_k(t), (k = 1, 2, \ldots, Z + 1)$ مأخوذة معاً تمثل أحد حلول معادلات الحركة للنظام . من هذا الحل الواحد يمكننا أن نكون مجموعة كاملة من الحلول الجديدة بواسطة تدريج بسيط كما يلي . إذا كانت q ثابتاً لا يساوي الصفر فان الدوال $\mathbf{r}_k'(t)$ المعرفة بواسطة

$$\mathbf{r}_k'(t) = q^2 \mathbf{r}_k(t/q^3) \qquad (٤٩\ \text{أ})$$

+ E. Rutherford, "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom," *Philosophical Magazine* 21, 669 (1911). See also Berkeley Physics Course, Vol. I, *Mechanics*, Chap. 15, and PSSC, *Physics*, Chap. 32.



ولد أرنست رذرفورد **(Ernest Rutherford)** عام ١٨٧١ بالقرب من نيلسون – نيوزيلندا وتوفى عام ١٩٣٧ . بعد أن شغل رذرفورد منصب الأستاذية فى جامعة ماكجيل بمونتريال بكندا ، قبل الانتقال إلى جامعة مانشستر عام ١٩٠٧ . وفى عام ١٩١٩ خلف ج . ج . طومسون فى كرسى كافندش بجامعة كمبردج . وقد تسلم جائزة نوبل فى عام ١٩٠٨ (فى الكيمياء) .

وقد قدم رذرفورد أعمالا رائدة ذات أهمية فائقة فى مجالى النشاط الإشعاعى والفيزياء النووية . ويتميز شغله بمهارة غير عادية وإبداع ، وتحليله للحقائق التجريبية يكشف عن نظرة فيزيائية ثاقبة وعميقة . (صورة بالأذن من (*Professor L. B. Loeb, Berkeley*) .

تحقق أيضاً معادلات الحركة . وبتعبير آخر : تصف الدالة $\mathbf{r}_k'(t)$ —مسار الجسيم k فى الحالة الجديدة لحركة النظام . ويمكننا أن نرى هذا بسهولة كما يأتى . فالقوة $\mathbf{F}_{ij}$ التى يؤثر بها الجسيم j على الجسيم i تعطى بالعلاقة

$$\mathbf{F}_{ij} = Q_i Q_j \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \qquad (٤٩ \text{ ب})$$

حيث Q_i هى شحنة الجسم i و Q_j هى شحنة الجسيم j . ويمكن الحصول على الحل الجديد من الحل القديم وذلك بضرب كل المسافات بالمعامل q^2 الذى يعنى أن القوى فى حالة الحركة الجديدة يتم الحصول عليها من القوى فى حالة الحركة القديمة بضربها فى المعامل q^{-4} . ويعنى هذا أن كل العجلات يجب أن تقلل قيمتها بنفس المعامل القياسى q^{-4} . وبما أن المسافات الخطية قد خفضت بالمعامل q^2 فاننا نستخلص أن كل السرعات يجب أن تخفض بالمعامل q^{-1} ، وكل الأزمنة يجب أن تخفض بالمعامل q^3 . هذا بالضبط ما تعبر عنه المعادلة (٤٩ أ) ، وعلى هذا تعرف هذه المعادلة الحل الجديد كما سبق ذكره .

دعنا نلاحظ بالإضافة إلى ذلك أن كل كميات التحرك الزاوى قد خفضت بالمعامل q ، وأن كل طاقات الحركة والوضع وبالتالى الطاقة الكلية خفضت بالمعامل q^{-2} .

وحقيقة أننا نستطيع الحصول على حل جديد من الحل المعطى بواسطة عملية اختزال من النوع السابق الذى وصفناه هى فى الواقع امتداد لقانون كبلر (Kepler) الثالث . فعند تطبيقه على الحالة الخاصة بإلكترون واحد يتحرك حول نواة ثابتة فان طريقتنا تدلنا على أن النسبة بين مربعات الأزمنة الدورية لكل مدارين ، لهما شكل القطع الناقص ، ولهما نفس الاختلاف المركزى ، تتناسب مع مكعبات أنصاف المحاور الكبرى .

بما أننا نستطيع أن نعطى أى قيمة نريد لـ q فنحن فى الواقع نحصل على مجموعة كاملة من الحلول ، وليس هناك سبب لتفضيل أى منها على الآخر ، وبتعبير آخر لا يوجد مبدأ يدلنا على سبب وجوب تفضيل « حجم » خاص للذرة . بالطبع يمكن للمرء أن يقول أن الحجم الحقيقى للذرة يمكن تعينه « بالصدفة » ولكن مثل هذه الحجة واهية للغاية . كيف يكون ممكنا أن هذه « الصدفة » تقودنا دائماً إلى نفس حجم المدار لنوع معين من الذرات ؟ ولماذا لا نحصل على توزيع متصل فى الحجم لذرة الهيدروجين مثلا ؟

٥٠ — بسبب هذه المعضلة فقد نشك فيما إذا كنا محقين فى محاولة مناقشة المسألة خارج نطاق النسبية . لأنه من الممكن بالفعل أن نكون تعبيراً له أبعاد الطول من الثوابت الكلاسيكية إذا أخذنا فى الاعتبار سرعة الضوء ، فعلى وجه التحديد

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm} \qquad (\text{٥٠ أ})$$

وهذه القيمة هى أساساً القيمة « الكلاسيكية لنصف قطر الإلكترون » التى ناقشناها فى بند ١٨ . وعلى هذا نتوقع أنه إذا كانت النسبية تلعب حقيقة دوراً هاماً ، أى ، إذا كانت الإلكترونات تتحرك بسرعة مقاربة لسرعة الضوء فإن حجم الذرة يمكن أن يكون أحد مضاعفات الطول e^2/mc^2 . هذا الطول على أى حال أصغر بأكثر من 10^4 مرة ولا يبدو محتملا أن هذا النوع من المعاملة سيؤدى بنا إلى أى شئ . حقيقة أن طريقة الإختزال البسيطة المذكورة فى البند السابق لا تطبق هكذا فى الأنموذج النسبى ، ولكننا لم نجد بعد المبدأ الذى يدلنا على سبب وجود بعض مدارات فقط تناظر تلك الحجوم المشاهدة للذرات .

٥١ — يمكننا اعتبار هذه المعضلة مثل « سر الثابت المفقود » . هب أن لدينا جرأة لافتراض أن السر الحالى له صلة « بأسرار الثوابت المفقودة » وأن ثابت بلانك يجب عليه أن يلعب دوراً فى وصف التركيب الذرى .

هذا الثابت له أبعاد كية التحرك الزاوى ، ويمكننا أن نحاول استخدام الفرض بأنه يوجد فقط بعض حلول لمعادلات الحركة تتحقق فى الطبيعة ، وتلك الحلول هى التى تكون فيها كية التحرك الزاوى الكلية للذرة مساوية لمضاعفات محددة للثابت h . إذا قبلنا هذا المبدأ فيجب أن نتخلى عن فكرة الإختزال لأنه تبعاً للتحويلات الموصوفة بالمعادلة (٤٩ أ) سوف تختزل الحركة الزاوية بالمعامل q ، وهذا غير مسموح به الآن . وهذا يعنى أن هناك حلولا مفضلة ، وعلى هذا فإن لدينا الآن مبدأ يمكن اتباعه لتحديد حجم الذرة .

فى عام ١٩١٣ قدم نيلز بوهر (Niels Bohr) نظرية عن ذرة الهيدروجين بناء على هذه الأفكار + . وفى أبسط صور هذه النظرية يتحرك الـكترون فى مدار دائرى نصف قطره a_0 حول بروتون . ويتحدد المدار بواسطة معادلة الحركة .

$$m\left(\frac{v^2}{a_0}\right) = \frac{e^2}{a_0{}^2} \qquad (\text{٥١ أ})$$

بالإضافة إلى الشروط الـكمية لبوهر ،

$$J = mva_0 = \frac{h}{2\pi} \qquad (\text{٥١ ب})$$

حيث v هى سرعة الإلـكترون و J هى كية التحرك الزاوى ، والشرط الـكمى ينص على أن كية التحرك الزاوى تساوى $h/2\pi$. فإذا حذفنا v من المعادلات السابقة نحصل على

$$a_0 = \frac{h^2}{(2\pi)^2 me^2} = 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm} \qquad (\text{٥١ جـ})$$

وهى من رتبة العظم المطلوبة . أضف إلى ذلك أن مسألة حجم الذرة وثيقة الصلة بمسألة طاقات الربط الذرية ، فبمجرد معرفة حجم الذرة يمكننا أيضاً تقدير الشغل اللازم لتفصيصها إلى مكوناتها الأولية .

٥٢ — كما يعرف القارئ بلا شك ، أن بوهر استطاع الذهاب إلى أبعد من ذلك ، فقد استطاع بالفعل أن يقدم شرحاً كياً لطيف ذرة الهيدروجين ، وكان هذا بمثابة نجاح مذهل للأفكار الجديدة . فشرطه الذرى كان بالتأكيد غريباً على الفيزياء الـكلاسيكية ، بالإضافة لهذا فقد اضطر بوهر أن يفترض أن حركة الإلـكترون فى الحالة الأرضية لذرة الهيدروجين لا تؤدى إلى انبعاث إشعاع كهرمغناطيسى ، وإلا فانه بناء على النظرية الـكهرمغناطيسية الـكلاسيكية فان الإلـكترون سوف يدور لولبيا حول النواة متجهاً نحوها ليصلها فى فترة زمنية قصيرة (فى حدود 10^{-9} sec) .

هذه النظرية الـكواكبية للذرات يجب ألا تؤخذ بجدية ؛ فهى فى الحقيقة خاطئة تماماً . وكونها تعمل بجدارة فى الحالة الخاصة لذرة الهيدروجين ليس إلا ضربا من حسن الحظ (أو سوء الحظ) . حسن الحظ ،

+ N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules," *Philosophical Magazine* 26, 1 (1913).

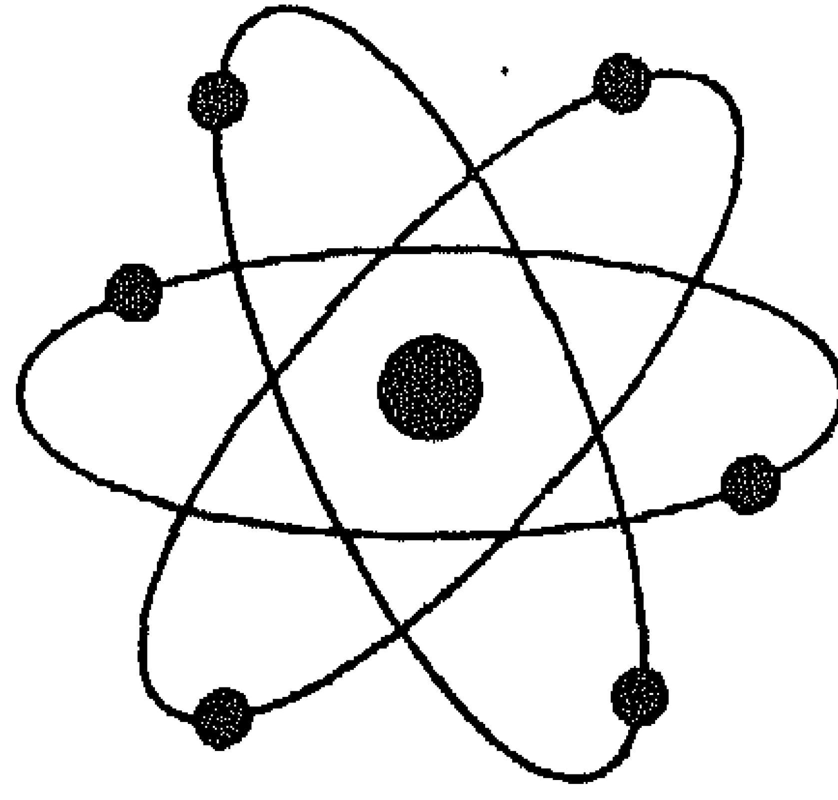
لأنها شجعت بوهر وآخرين لمحاولة خلق نظرية كمية للذرة . وسوء الحظ ، إذا أدت بأى شخص إلى الإعتقاد بأن الذرات تشبه أنظمة الكواكب من جميع النواحى . وبوهر نفسه لم ينخدع بها : فقد اعتبر نظريته مجرد خطوة وسطية فى طريق البحث عن نظرية أكثر رسوخاً كالموجودة حالياً .



نيلز هينرك دافيد بوهر (Niels Henrick David Bohr) ولد عام ١٨٨٥ فى كوبنهاجن بالدانمارك ، وتوفى عام ١٩٦٢ . بعد أن درس بوهر فى جامعة كوبنهاجن توجه إلى كمبريدج ، وبعد شهور قليلة إلى مانشستر ليعمل مع رذرفورد . فى عام ١٩١٣ نشر بحثه الشهير فى التركيب الذرى . فى عام ١٩١٦ أصبح بوهر أستاذاً للطبيعة النظرية فى جامعة كوبنهاجن . وأصبح معهده للفيزياء النظرية (المؤسس عام ١٩٢١) مركزاً دولياً حيث يمضى به معظم فيزيائيو العالم النوابغ بعض الوقت كزائرين . وقد منح بوهر جائزة نوبل عام ١٩٢٢ .

بعد شغله الرائد عن ذرة الهيدروجين ، قدم بوهر مساهمات هامة وبارزة لتطوير الفيزياء الذرية وفيما بعد أيضاً لتطوير الفيزياء النووية . من خلال أبحاثه واتصالاته الشخصية مع فيزيائيين آخرين كان تأثيره كنصير لأفكار جديدة ذا حيثية كبيرة .

(صورة بالإذن من *Professor L. B. Loeb, Berkeley*) .



شكل ٥٢ أ رمز العصر الذرى الذى ليس له علاقة من قريب أو بعيد بالتركيب الذرى . أشكال لها هذا المظهر العام منتشرة كشعارات للشركات والوكالات الحكومية ولتنظيمات أخرى لها علاقة ما « بالذرات » ، وقد يشاهد فى بعض الأحيان أشكالا وهمية فى الإعلانات حيث يشار فيها إلى السرعة الهائلة للإلكترونات بسحب بخارية (على ما يبدو سحب بخار الأثير) ؟ وليس هناك ضرر طالما هو مفهوم أن هذه فقط مجرد رموز ، ولكن هناك دائماً الخطر فى أن بعض الناس قد يضلل فيعتقد أن الذرات تبدو هكذا فى الواقع .

٥٣ — المسائل الثلاث التى تدبرناها يمكن اعتبارها كثلاثة أوجه لاكتشاف ثابت بلانك فإذا فكرنا بوجه خاص حول المسألة الأخيرة فإننا نرى أن إضافة هذا الثابت إلى قائمة الثوابت الأساسية للطبيعة سوف تترتب عليه نتائج بعيدة المدى . إذ لدينا الآن الأمل فى فهم ليس فقط حجوم وطاقات الربط للذرات ولكن أيضاً للجزئيات ويبدو أن الطريق أصبح مفتوحاً أمام نظرية كمية للمادة فى مجملها .

ينبغى التأكيد على أن السمة الأساسية للمسائل الثلاث هى ، بالطبع ، أن حل الصعوبات استلزم تجاوزا عن القوانين الكلاسيكية للفيزياء . وعلى هذا فإن مناقشة هذه المسائل قد أدت إلى شئ أكبر بكثير من اكتشاف ثابت جديد ، بل إلى اكتشاف قوانين جديدة للفيزياء .

وقد كان تطور الفيزياء بعد هذه الإكتشافات الإبتدائية سريعاً للغاية ، وكان واضحاً أن مفتاح الحل لشرح كثير من ظواهر الفيزياء المجهرية قد أصبح بين أيدينا . وقد توج العمل النظرى بنشر نظريتين رياضيتين متوافقتين للفيزياء الكمية ، هما الميكانيكا المصفوفية التى ابتكرها فيرنر هايزنبرج (Werner Heisenberg) عام ١٩٢٥ والميكانيكا الموجية التى ابتكرها إروين شرودنجر (Erwin Schrodinger) عام ١٩٢٦ . هاتان النظريتان متكافئتان تماماً كما ثبت فيما بعد ، وهما مجرد صيغتين مختلفتين لما نسميه اليوم ميكانيكا الكم ، وهى النظرية الأساسية المقبولة اليوم والتى تقوم عليها دراسة الفيزياء المجهرية .

٥٤ — وقد يرغب القارئ فى أن يثير بعض الأسئلة . هل نحن متأكدون أن الميكانيكا الكمية هى الحقيقة النهائية ؟ ماذا تبقى إذن فى الفيزياء حتى يكتشف ؟

والمؤلف سعيد لاستطاعته أن يطمئن القارئ فيما يتعلق بمثل هذه الأسئلة فليس باستطاعتنا أن نعرف ما إذا كانت أى نظرية تعتبر « حقيقة نهائية » . ولا نعرف أبداً « ما الذى تبقى لكى يكتشف » ، فى الغالب هناك الكثير ؛ لأننا كما ذكرنا من قبل لا نملك بالتأكيد نظرية شاملة لكل الظواهر الموجودة فى الطبيعة . لقد تعلمنا الكثير ، ولكن هناك الأكثر علينا أن نتعلمه . هذا أحد الأسباب التى تجعل علم الفيزياء ممتعاً و مشوقاً . وليس هناك ما يدعو القارئ لكى يخشى عدم إمكانه إنجاز اكتشافات فى الفيزياء لأنه ولد متأخراً .

دعنا نحاول الإجابة عن هذه الأسئلة بدقة أكثر قليلا . المبادئ العامة لميكانيكا الكم هى « حقيقة » بمعنى أنه لا يوجد دليل تجريبى ضدها ، ولكن هناك دلائل لا حصر لها تشير إلى أنها يمكن أن تستخدم لعمل تنبؤات ناجحة .

الدليل المفضل على حقيقة ميكانيكا الكم والأكثر إقناعاً يقع فى مجال الكهروديناميكا الكمية ، التى تعتبر النظرية الأساسية للذرات ، الجزيئات والإشعاع الكهرمغناطيسى والمادة ككل كما نعرفها على أرضنا . فكما ذكرنا من قبل لم يكن هناك أبداً نظرية كلاسيكية أساسية للفيزياء فى هذا الصدد ، والآن لدينا نظرية ناجحة إلى أبعد الحدود . هذا يعنى فى اعتقادنا أننا نعرف الآن الحقائق الأساسية التى فى حدودها يمكننا أن نشرح — على سبيل المثال — ظاهرة مثل التوصيلية الفائقة الكهربية والمائعية الفائقة . إلا أنه للآن لم يستطع أحد أن يفسر بحق هاتين الظاهرتين بطريقة كمية مستوحاة من المبادئ الأولية . فمعرفة المبادئ الأساسية شئ ولكن شرح الظواهر المعقدة التى تحتوى على عدد كبير من الجسيمات شئ آخر مختلف تماماً . ولأننا نستطيع أن نشرح سلوك الأنظمة البسيطة التى تتكون من عدد صغير نسبياً من الجسيمات (مثل الذرات المنفردة والجزيئات البسيطة) ، فنحن نعتقد فى المبادئ الأساسية . ولكننا لسنا متطورين إلى حد كبير رياضياً ، لذا نجد صعوبة بالغة فى عمل تنبؤات كمية أو حسابية كلما زادت الحالة تعقيداً ، على الرغم من قدرتنا على تكوين مفهوم شامل عن الظواهر . فمن السلامة أن تتنبأ بأنه سيكون هناك دائماً مشاكل صعبة فى الفيزياء من وجهة النظر هذه ، وسيكون هناك دائماً مكان للأفكار اللامعة للتغلب على هذه الصعوبات . فمن الممكن أن نعتبر الكهروديناميكا الكمية موضوع « مغلق » من وجهة النظر الأساسية ، ولكنها قطعاً ليست مغلقة بمعنى أن كل الإحتمالات المترتبة عليها قد استخلصت من النظرية .

٥٥ — من وجهة نظر الفيزياء عند انقلاب القرن أن الذرات « المستقرة اللامنقسمة » كانت بمثابة الجسيمات الدقيقة للعالم . واليوم فقدت الذرات هذه المكانة المتميزة ، إذ أمكن شرحها بدلالة أشياء أكثر أولية من خلال نظرية الكهروديناميكا الكمية . وكذلك نفس الشئ — على نحو ما — بالنسبة للأنوية . فى هذه الحالة الأخيرة لا نستطيع أن نوضح خواص الأنوية تماماً من المبادئ الأولية ، ولكننا على الرغم من هذا نجزم بأنه من الأفضل أن نعتبر الأنوية أنظمة مركبة ومكونة بالضرورة من بروتونات ونيوترونات .

بعد أن اتضحت طبيعة تركيب الذرات والأنوية ، أخذ عدد الجسيمات الأولية المتعرف عليها فى الإنخفاض الحاد . ولكن سرعان ما أخذ هذا العدد فى الازدياد المطرد إلى أن وصل الآن إلى حوالى نفس العدد الذى

كان عليه عند نهاية القرن الماضي . إلكترونات ، ميونات ، نيوترينوات ، بروتونات ، نيوترونات ، هيبرونات ، بيونات ، كاوونات ومكونات غيرها كثيرة احتلت مكان الذرات . ولقد أوضحنا بالفعل معنى تسمية هذه الجسيمات أولية .

فى الوقت الحاضر لا توجد نظرية أساسية للجسيمات الأولية . أما شكل نظريات المستقبل المحتملة فما زال فى حيز التخمين والمجال مفتوح على مصراعيه لكل الأفكار المتألقة .

مراجع لدراسة اضافية

١ — سوف يفترض فى هذا الكتاب أن القارئ ملم إلى حد ما بمعظم الحقائق الأساسية للفيزياء الكمية من مستوى تلك الموضوعات التى تناقش فى كتب فيزياء المرحلة الثانوية ، مثل الفيزياء ، بواسطة the Physical Science Study Committee (D. C. Heath and Company, Boston, 1960). (Part IV, in particular.)

فى الحالات التى لا يتوافر فيها الفرض السابق بخصوص مستوى القارئ تلزم بعض قراءات إضافية ، وأى مكتبة سوف تحتوى على قوائم لكتب مبسطة فى « الفيزياء الذرية » ، بعضها ردئ وبعضها جيد ، أى من هذه الكتب يخدم الغرض المطلوب بعض تمحيص ما جاء به . ويمكن للمقالات الواردة فى المجلات مثل *Scientific American* أن تكون مفيدة للغاية ، ونوصى بها بشدة . فقراءة مثل هذه المقالات سوف يشحذ رغبة القارئ ويقوده إلى دراسات وقراءات يقوم بها بنفسه . وعندما يسمح مستوى التحصيل للقارئ فعليه أن يحاول قراءة البحوث الأساسية ، إلا أن الموضوعات ذات التقنية العالية أو العروض الرياضية المعقدة فيستحسن تحاشيها فى هذه المرحلة .

٢ — قد يهم القارئ قراءة أجزاء مختارة من بعض كتب الفيزياء الكمية التى تشمل تفاصيل عن التجارب أكثر اكتمالا مما جاء فى هذا الكتاب ، ومن الكثير من أمثال هذه الكتب نذكر الآتى :

a) E. Grimsehl and R. Tomaschek : *A Textbook of Physics,* vol. V, *Physics of the Atom* (Blac ie and Son Limited, London, 1945).

b) G. P. Harnwell and J. J. Livingood : *Experimental Atomic Physics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1933).

٣ — الكتب التالية هى عرض تاريخى لتطور الفيزياء الحديثة :

a) M. Jammer : *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1966).

عمل رائع وإن كان يتطلب إلماماً كبيراً بميكانيكا الكم حتى نقدره حق قدره وبداية هذا الكتاب التى تعالج التاريخ المبكر تتطلب قراءتها خلفية متواضعة . أما المراجع الكثيرة — المصنفة باتقان — للأبحاث الأساسية فهى إحدى الملامح القيمة للكتاب .

b) E. Whittaker : *A History of the Theories of Aether and Electricity,* vols. I and II (Harper Torchbooks, Harper and Brothers, New York 1960).

الجزء الثانى يناقش تطور ميكانيكا الكم . هذه الكتب (وأيضاً كتاب Jammer) تناقش أيضاً الدلائل المزيفة البراقة : أى تلك النظريات التى أخذت مرة مأخذ الجد ولكنها الآن فى طى النسيان .

٤ – (أ) تحليل غاية فى الأهمية والنقادية لتطور ميكانيكا الكم وكذلك النسبية بقلم ألبرت أينشتين (باللغة الألمانية مع ترجمة إلى اللغة الإنجليزية) فى شكل ترجمة ذاتية منشور فى :

Albert Einstein, Philosopher-Scientist, vol. I, edited by P. A. Schilpp (Harper Torchbooks, Harper and Brothers, New York, 1959).

(ب) تقرير بلانك نفسه عن تطور أفكاره معروض فى :

M. Planck : *A Survey of Physical Theory* (Dover Publications, New York, 1960).

٥ – فى فهرس هذا الكتاب توجد مراجع لبعض البحوث الأساسية الهامة . القارئ مضطر إلى حد كبير أن يلقى عليها نظرة على الأقل : بعض هذه البحوث يمكن قراءتها بدون صعوبة بالغة . مجموعات من هذه وبحوث أخرى قد نشرت تباعاً ، ونحن نذكر مصدرين لهذا النوع .

(أ) *Great Experiments in Physics,* edited by M. H. Shamos (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1962). (Translated and abbreviated versions, with editorial comments.)

(ب) *The World of the Atom,* edited by H. A. Boorse and L. Motz, vols. I and II (Basic Books, Inc., New York, 1966).

وهذه تمثل مجموعة مكتملة تماماً مع تعليقات المحرر تعطى خلفية تاريخية ومعلومات تختص بالسير . ونوصى بشدة بقراءة انتقائية لهذه الكتب .

٦ – كثير من الإكتشافات العلمية والأفكار النظرية التى نوقشت فى هذا الجزء قد نالت فى حينها جوائز نوبل ، وكل فائز بهذه الجائزة مطالب بأن يعطى محاضرة عامة فى استكهولم عن شغله . خلاصات من هذه المحاضرات مع وصف سريع للعمل الفائز بجائزة نوبل يمكن إيجاده فى

N. H. de V. Heathcote : *Nobel Prize Winners in Physics 1901-1950* (Henry Schuman, New York, 1953).

مسائل

١ – (أ) أولاً إدرس ومن ثم صف بايجاز شديد أحد أسباب وأنواع القياسات التى أدت إلى تخصيص قيم محددة للأوزان الذرية والجزيئية .

(ب) فى عام ١٨١٥ اقترح وليام بروت (William Prout) أن كل العناصر قد تكون عبارة عن تجمعات من الهيدروجين الذى قد يكون على هذه المادة الأساسية التى يصنع منها كل شئ آخر . ما الذى دعاه إلى مثل هذا الغرض ؟ ولماذا رفض اقتراحه خلال القرن التاسع عشر .

٢ – كثير من الذرات (أو بالأحرى الأنوية) تنحل تلقائياً ، عادة خلال انبعاث إما إلكترون أو جسيم ألفا الذى هو نفسه نواة الهليوم . هذه هى ظاهرة النشاط الإشعاعى التى اكتشفت أولا بواسطة هنرى بيكيريل (Henri Becquerel) عام ١٨٩٦ .

[H. Becquerel, «Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents», *Comptes Rendus* 122, 501 (1896).]

معدل الإنحلال يكون محكوماً بقانون إحصائى . الذى يتنبأ بأن من كل N_i ذرة موجودة أصلا سيبقى منها على قيد الحياة $N(t) = N_i \exp(-\lambda t)$ عند الزمن t . الثابت λ الذى يصف معدل الإنحلال مميز للذرة (النواة) . والزمن T اللازم لكى ينحل نصف عدد الذرات الموجودة أصلا يعرف بنصف العمر ، وبوضوح نحصل على $T = (1/\lambda) \ln 2$.

(أ) بين أن قانون الإنحلال السابق ينتج إذا افترضنا أن كل ذرة تنحل مستقلة عن الذرات الأخرى ، وأيضاً بفرض أن الاحتمال أن إحدى الذرات التى بقيت على قيد الحياة حتى الزمن t سوف تنحل خلال الفترة الزمنية $(t, t + \Delta t)$ لا يتوقف على t .

(ب) عند انحلال ذرات الراديوم ينبعث جسيم ألفا ، إذا ارتطم هذا الجسيم بشاشة من كبريتيد الزنك فان وميضاً ضوئياً (يسمى وميضان) سوف يعلم نقطة الإرتطام وعلى هذا فمن الممكن أن نعد مباشرة عدد جسيمات الفا المنبعثة فى الثانية من جرام واحد من الراديوم ، وهذا العدد قد عين بواسطة هس ولوسن (Hess and Lawson) كـ 3.72×10^{10} . الوزن الذرى للراديوم هو 226 ، استخدم هذه البيانات لتجد نصف العمر للراديوم . (لقد استخدمت قياسات بواسطة مواد مشعة لتعطى تقديرات مستقلة لعدد أفوجادرو . فى المسألة أعلاه انعكست الطريقة ونحن بالتالى نعين نصف العمر للراديوم .

٣ – الأجزاء المتحركة فى ساعة المعصم تكون « صغيرة » إلى حد ما ، بعمل تقديرات معقولة لقيم البارامترات الفيزيائية التى تميز ساعة المعصم « النمطية » ، بين ، مع ذلك ، على أساس القاعدة العامة المعطاة فى بند ٢٠ أن ميكانيكا الكم ليست ذات أهمية على الإطلاق لفن صناعة الساعات .

٤ – بنفس روح المسألة السابقة ، إدرس دائرة ثابت المجمع الكهربى ، المكونة من مكثف ذى سعة $100\ \text{pF}(100\mu\mu\text{F})$ ومحاث قيمته $0.1\ \text{mH}$. إفرض أن الدائرة تتذبذب بحيث أن القيمة العظمى للجهد عبر المكثف هى $1\ \text{mV}$ ، حاول أن تجد كمية فيزيائية « طبيعية » لها وحدات الفعل الفيزيائية واحسب هذه الكمية بوحدات ثابت بلانك h .

٥ – هوائى البث الإذاعى يبعث إشعاع (موجات راديو) عند التردد $1\ \text{Mc/sec}$ وبمعدل $1\ \text{kW}$ ، ماذا يكون عدد الفوتونات المناظرة المنبعثة فى الثانية ؟ حجم هذا العدد يشرح لماذا تكون الطبيعة الكمية للإشعاع الكهرمغناطيسى غير ظاهرة مباشرة عندما ندرس الإشعاع من الهوائيات .

هذا المثال ومثالى المسألتين ٣ ، ٤ تكون سخيفة بمعنى أن الأعداد وثيقة الصلة بالموضوع تكون سخيفة . ونحن سوف لا نحاول أن نطبق ميكانيكا الكم على المسائل العيانية الواضحة فى بقية هذا الكتاب . قد يكون مع ذلك نوع التثقيف أو التنوير أن نكون قد حولنا مسائل لها هذا الطابع مرة — إذا أردنا فقط أن نتعلم درساً على سخافتها .

٦ — لترى أن العبارة بأن الإشعاع الكهرمغناطيسى يأتى فى طروم كل طرد ذو طاقة $E = h\nu$ ، حيث ν هو التردد ، لا تخالف الإدراك السليم (أى لا تخالف خبرتك فى الظواهر العيانية) ، إحسب عدد الفوتونات المنبعثة فى الثانية بواسطة مصدر ضوئى ذى شدة 1 *candela* ، ولنفرض بهدف التيسير أن الضوء المنبعث يكون ذا لون أصفر طوله الموجى (Ångström units) 5600 Å . والمصدر ذو الشدة 1 candela يبعث طاقة ضوئية بمعدل 0.01 watt .

إفترض أن المشاهد ينظر إلى مصدر ضوء موحد الخواص ذى شدة 1 candela على بعد 100 meters إحسب عدد الفوتونات الداخلة فى إحدى عينيه فى الثانية ، بفرض أن مدخل إنسان العين له قطر 4 mm لأن عدد الفوتونات يكون كبيراً للدرجة التى يكون هو عليها فإننا لا نلاحظ أى « وميض » بالرغم من أن الفيض الضوئى المستقبل بالعين يكون صغيراً بالمقاييس العيانية .

٧ — نحن جميعاً نعلم أن النجوم « تتلألأ » . لترى ما إذ قد يكون هذا إثباتاً للطبيعة الكمية للضوء ، قدر عدد الفوتونات الداخلة إلى عين مشاهد عندما ينظر إلى نجم له أول قيمة إبصار ظاهرية . مثل هذا النجم ينتج فيضاً عند سطح الأرض حوالى 10^{-6} lumen / meter^2 . واحد ليومن (one lumen) ، عند الطول الموجى للرؤية العظمى الذى هو حوالى 5560 Å ، يناظر 0.0016 watt . النجم ذو أول قيمة إبصار ظاهرية يكون نجماً معتدل السطوع ، ويرى بسهولة بالعين المجردة بالرغم من أنه ليس بين النجوم عالية السطوع . النجم المسمى الدبياران يعتبر مثلا .

إفرض أن N فوتون فى كل ثانية تدخل عين المشاهد . ما هو مقدار متوسط التراوح فى هذا العدد ؟ بعد أن تكون قد عينت N ، قرر ماذا يكون التفسير المحتمل للتلألؤ ، ولماذا تظهر الكواكب أقل تلألؤا بكثير أو لا تتلألأ على الإطلاق ؟

٨ — (أ) إدرس قانون ڤين للإزاحة ، وافرض أن لدينا جسما أسوداً مشعاً محفوظاً عند درجة حرارة 2500° K . احسب الطول الموجى بوحدات الأنجستروم — كما هى معطاة فى قانون ڤين — الذى عنده يكون الإنبعاث نهاية عظمى . هل يقع هذا الطول الموجى فى منطقة الإبصار ؟

(ب) . إشتق قانون فين للإزاحة من صيغة بلانك (٣٩ أ) .

(ج) على أساس قانون بلانك للإشعاع (٣٩ أ) بين أن المعدل الكلى الذى ينبعث عنده إشعاع جسم أسود (أى يحتوى كل الترددات) يكون متناسباً مع القدرة الرابعة لدرجة الحرارة T .

٩ — فى مناقشتنا التاريخية لقانون إشعاع الجسم الأسود ذكرنا أن بلانك فى اشتقاقه وضع فرضاً أن المتذبذب التوافقى ذا التردد ν يمكن أن يأخذ طاقة فقط فى طرود كل منها قيمته $h\nu$. (يجب أن يلاحظ القارئ أننا لم نحاول تقديم إيضاحات فى مسحنا التاريخى ، وعند هذا الوقت يكون القارئ إذن غير ملزم بأن يفهم كيف وصل بلانك إلى نتيجته النهائية) . ولكنه من الشيق أن ترى أى علاقة قد تكون بين فرض بلانك والفرض الذى وضعه بوهر فى اشتقاقه للخواص المميزة لذرة الهيدروجين . دعنا بالتالى نعتبر ما يأتى : المتذبذب التوافقى ذو الكتلة m وثابت الزنبرك K يسلك سلوكاً منسجماً مع فرض بلانك . هذا يعنى أن طاقة المتذبذب يمكن أن تتغير فقط بمضاعفات صحيحة للكمية $h\nu$ ، حيث ν هو تردد المتذبذب . ودعنا نقدم المتغير الفعل $J = \pi q_0 p_0$ ، حيث q_0 هى الإزاحة العظمى لتذبذب الكتلة المتمركزة فى نقطة ، وحيث p_0 هى القيمة القصوى لكمية التحرك .

الفصل الثانى

مقادير الكميات الفيزيائية فى الفيزياء الكمية

الفصل الثانى

مقادير الكميات الفيزيائية فى الفيزياء الكمية

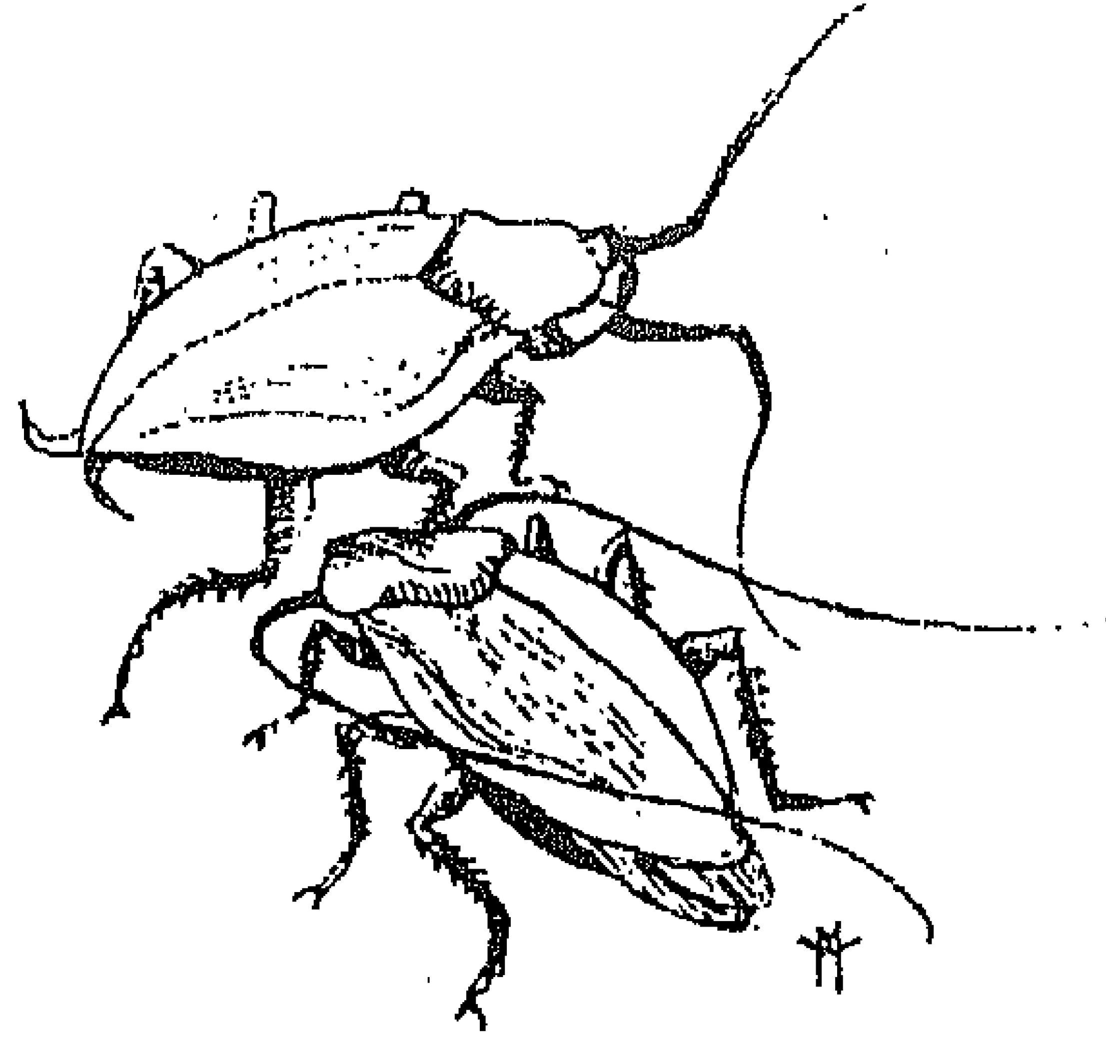
وحدات وثوابت فيزيائية

١ ـ أحد أهداف هذا الفصل هو أن نعطى القارىء إحساساً برتب كبر الكميات الفيزيائية المتنوعة فى مجال فيزياء الكم . كثير من الكميات الفيزيائية الهامة مثل الشحنة الإلكترونية ، الكتلة الإلكترونية ، ثابت بلانك (Planck,s constant) . الخ . . ، لها مقادير عددية تكون عند التعبير عنها بدلالة الوحدات العيانية التى ألفناها غير مريحة وغير واضحة المدلول لأنها عندئذ تكون صغيرة جداً . مما يجعل من الصعب أن ندرك مباشرة ماهو المقصود من أن ثابت بلانك مثلا له القيمة $h = 6.6 \times 10^{-27}$ erg sec. وعلى هذا يكون من الضرورى أن ندرس بالتفصيل كيف تنشأ هذه الثوابت المتنوعة فى الفيزياء ، وما الذى تعنيه فى الواقع قيمها العددية + .

كل منطقة فى الفيزياء لها مايمكن أن نسميه بالوحدات الطبيعية للكميات الفيزيائية التى تتضمنها ، هذا يعنى أننا عندما نعبر عن أى كمية فيزيائية بدلالة هذه الوحدات الطبيعية فإن القيم العددية عندئذ تكون معقولة بمعنى أننا نستطيع أن ندرك أهميتها مباشرة . وقد تتراوح القيم العددية من 10^{-6} إلى 10^{6} ، ولكننا لانصادف أعداداً مثل 10^{-27} . ويرجع ذلك إلى أن الوحدات العيانية التى اعتدناها (فى نظام MKS) تكون مناسبة على وجه الخصوص للظواهر الفيزيائية فى حياتنا اليومية ، فهى مبنية على المقاييس العيانية المتاحة . ونحن نلاحظ أنها فى الحقيقة « وحدات إنسانية » ؛ مثل المتر والكيلوجرام والثانية التى تشير بلاريب إلى الصفات الإنسانية ، أما ما يسمى بنظام الوحدات « العلمية » أو نظام cgs فيكون أكثر ملاءمة لحيوانات الصغيرة مثل الصراصير ، وسوف نحاول تحرير مناقشتنا من المعايير أو المقاييس الاختيارية للنظام الإنسانى ، أو النظام الصراصيرى ، فى محاولة للتعرف على الوحدات الطبيعية فى المجالات الفيزيائية الكمية .

٢ ـ ونبدأ بتسجيل بعض الثوابت الفيزيائية فى جدول ، تلك الثوابت التى يشار إليها غالباً على أنها « الثوابت » الأساسية للفيزياء المجهرية » ، ولكن فى الحقيقة لايوجد شىء أساسى على الإطلاق بخصوص الأعداد المنفردة فى جدول ٢ أ ، وذلك بسبب أن المقاييس العيانية هى مقاييس اختيارية و « عرضية » .

+ وبهذه الطريقة سوف نستبق فى بعض الأحيان المناقشات اللاحقة والأكثر تفصيلا وإذا حدث وصادف القارىء بعض الفقرات التى تبدو الآن محيرة فلا داعى لأن يبالغ فى الاهتمام بها ، وعليه أن يرجع إلى الفصل الحالى مرات متعددة كلما تقدمنا فى هذا المنهج . آملين أن يكون معظم القراء قد اكتسبوا بالفعل بعض الألفة بالموضوعات التى نناقشها .



وهذا لايعنى أن القائمة غير مهمة . فبمجرد أن ننتقى مقاييسنا العيانية فإننا بالطبع نرغب أن ننسب إليها البارامترات الأساسية للفيزياء الكية ، وهذا هو الغرض من تلك القائمة .

لقد أدرجنا أيضاً الأخطاء التقديرية للثوابت لكى نعطى القارىء إحساساً بمدى الدقة المعروفة بها فى الوقت الراهن أما على مستوى هذا الكتاب ، فلن يكون لدى القارىء فى أغلب الأحوال فرصة إجراء حسابات بدقة أكثر من التى يمكن الحصول عليها باستخدام المسطرة الحاسبة ، أى فى حدود 0.2 بالمائة فى عمليات الضرب والقسمة . كما أن القارىء يجب أن يتعلم أيضاً كيف يعمل تقديرات بسيطة تتغير فى الدقة من 10 بالمائة إلى حوالى رتبة كبر واحدة . وسوف يجد القارىء على الصفحة الداخلية لوجه غلاف هذا الكتاب جدولا يجب أن يحفظ عن ظهر قلب . كما يوجد فى الملحق جداول أخرى للقيم الفيزيائية أكثر تفصيلا .

جدول ٢ أ : بعض الثوابت الفيزيائية

ثابت بلانك :

$$h = 2\pi\hbar = (6.62559 \pm 0.00015) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$$

$$\hbar = h/2\pi = (1.05449 \pm 0.00003) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$$

سرعة الضوء :

$$c = (2.997925 \pm 0.000001) \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$

الشحنة الإلكترونية :

$$e = (4.80298 \pm 0.00006) \times 10^{-10} \text{ esu}$$
$$= (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19} \text{ coul}$$

كتلة الإلكترون :

$$m = (9.10908 \pm 0.00013) \times 10^{-28} \text{ gm}$$

كتلة البروتون :

$$M_p = (1.67252 \pm 0.00003) \times 10^{-24} \text{ gm}$$

عدد أفوجادرو :

$$N_0 = (6.02252 \pm 0.00009) \times 10^{23} (\text{mol})^{-1}$$

ثابت بولتزمان :

$$k = (1.38054 \pm 0.00006) \times 10^{-16} \text{ erg } (^0\text{K})^{-1}$$

٣ ـ أن تعريف عدد أفوجادرو (Avogadro's number) يتطلب مناقشة . فعندما جدول الكيميائيون الأوزان الذرية فى الماضى استخدموا مقياساً خصصوا فيه بالتعريف الوزن الذرى 16 بالضبط للأكسوجين المتكون طبيعياً . وعلى هذا يعرف الوزن الذرى للهيدروجين على سبيل المثال بالآتى :

$$(\text{٣ أ})\ (\text{الوزن الذرى للهيدروجين}) = 16 \times \frac{(\text{كتلة الهيدروجين « ذرة »})}{(\text{كتلة الأكسجين « ذرة »})}$$

وقد زخرفت كلمة « ذرة » بعلامتى الاقتباس لأن وزن « الذرة » يشير دائماً إلى العنصر كما يوجد فى الطبيعة . فالأوزان الذرية ، كما هى معرفة بالمعادلة (٣ أ) تعين بواسطة الكيميائى من خلال عمليات وزن دقيقة ؛ فهو على سبيل المثال ، يعين بالجرامات كمية الهيدروجين المتكون طبيعياً التى تتحد مع 16 جراماً من الأكسوجين المتكون طبيعياً لتكون ماء بدون أن يتبقى شيئاً . وبقسمة العدد الناتج على اثنين يحصل على الوزن الذرى للهيدروجين .

وتسمى الأوزان الذرية التى تعين بهذا الأسلوب بواسطة الكيميائيين بالأوزان الذرية على المقياس الكيميائى . وكثير من العناصر لها أوزان ذرية تقترب من الأعداد الصحيحة ، ولكن هناك أيضاً استثناءات ملحوظة ، فالوزن الذرى للكلورين على سبيل المثال ، هو 35.5 .

جدول ٣ أ : الأوزان الذرية (الكتل الذرية) لأخف العناصر +

العنصر	Z	الوزن الذرى
H	1	1.00797
He	2	4.0026
Li	3	6.939
Be	4	9.0122
B	5	10.811
C	6	12.01115
N	7	14.0067
O	8	15.9994
F	9	18.9984
Ne	10	20.183
Na	11	22.9898
Mg	12	24.312
Al	13	26.9815
Si	14	28.086
P	15	30.9738
S	16	32.064
Cl	17	35.453
A	18	39.948

+ أنظر جدول C فى الملحق بخصوص قائمة كاملة .

٤ – كما يعلم القارىء ، فإن كتلة الذرة تتركز أساساً فى النواة . كما أن الأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات . ويعرف العدد الكتلى بأنه مجموع عدد البروتونات والنيوترونات . ويرمز عادة لهذا العدد الصحيح بالرمز A .

جدول ٤ أ : النظائر المتكونة طبيعياً لعناصر خفيفة مختارة

العنصر	Z	النظير A	الكتلة الذرية	الوفرة الطبيعية بالمائة
H	1	1	1.007825	99.985
		2	2.01410	0.015
He	2	3	3.01603	0.00013
		4	4.00260	100
Li	3	6	6.01513	7.42
		7	7.01601	92.58
Be	4	9	9.01219	100
B	5	10	10.01294	19.6
		11	11.00931	80.4
C	6	12	12.000000	98.89
		13	13.00335	1.11
N	7	14	14.00307	99.63
		15	15.00011	0.37
O	8	16	15.99491	99.759
		17	16.99914	0.037
		18	17.99916	0.204
F	9	19	18.99840	100
...	...	...	...	...
S	16	32	31.97207	95.0
		33	32.97146	0.76
		34	33.96786	4.22
		36	35.96709	0.014
Cl	17	35	34.96885	75.53
		37	36.96590	24.47
...	...	...	...	...

ويسمى عدد البروتونات بالعدد الذرى للنواة . ويرمز له بالرمز Z ، وبذلك تكون شحنة النواة eZ ، حيث e هى الشحنة الأولية . وتتحدد معظم الخواص الكيميائية للذرة بواسطة الشحنة النووية ، وبناء على هذا فإن Z تعتبر خاصية مميزة للعناصر الكيميائية . وقد وجد أن هناك حالات كثيرة لعائلات من الأنوية بنفس الشحنة ، ولكن بأعداد كتلية مختلفة ، وتعرف هذه الأنوية المختلفة كنظائر (isotopes) مختلفة للعنصر . فالنظائر تختلف إذن فى عدد النيوترونات . وكتلة البروتون تساوى تقريباً كتلة النيوترون ، وتتناسب كتل كل الأنوية إلى حد كبير مع العدد الكتلى الصحيح A . ويرجع سبب وجود أوزان ذرية

غير صحيحة إلى أن كثيراً من العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً هى عبارة عن خليط من اثنين أو أكثر من النظائر ، وبذلك تكون « الأوزان الذرية » للعناصر بقياس الكيميائى عبارة عن متوسط الأوزان الذرية الأساسية للنظائر المختلفة + . وتؤكد الحقيقة التجريبية أن الوفرة النسبية للنظائر المختلفة الموجودة فى خليط من النظائر لأحد العناصر لاتتغير على امتداد سطح الأرض . بالإضافة إلى ذلك فإن النظائر المختلفة لها — لدواعى كل الأغراض العلمية — صفات كيميائية متماثلة وعلى هذا يكون من المستحيل تقريباً فصلها عن بعضها بوسائل « كيميائية » . وإذا لم يكن هذا هو الحال لكانت جداول الكيميائيين للأوزان الذرية عديمة الفائدة .

٥ — عندما يكتب الكيميائى معادلة تفاعل كيميائى فإنه يستخدم رموزاً مثل H (هيدروجين) ، Li (ليثيوم) ، Fe (حديد) ، الخ ، ليميز العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً والتى يمكن أولا أن تكون خليطاً من النظائر . أما من وجهة نظر الفيزيائى النووى فتكون نظائر الأكسوجين ذو العدد الكتلى 16 والعدد الكتلى 18 أشياء مختلفة تماماً ، ويجب عليه أن يميز بينهما عندما يكتب الصيغة الخاصة بالتفاعلات النووية . وهذا يتم فعلا باستخدام رموز سفلية دليلية أو رموز علوية دليلية ، فيرمز عادة للنظير بالرمز

$$^{A}_{Z}(\text{الرمز الكيميائى}) \quad \text{أو} \quad (\text{الرمز الكيميائى})^{A}$$

والأكسوجين المتكون طبيعياً يكون خليطاً من ثلاثة نظائر مستقرة هى على وجه التحديد O^{16} ، O^{17} و O^{18} ، ويعتبر النظير O^{16} الذى يوجد بوفرة نسبية قدرها 99.759 بالمائة المركبة الغالبة .

٦ — اتفق أخيراً فيزيائيون وكيميائيون على مقياس جديد للأوزان الذرية أساسه كتلة نظير الكربون C^{12} . الذرة (وليست النواة) لنظير الكربون هذا قد خصص لها كتلة مقدارها بالضبط 12 وحدة كتلة ذرية (atomic mass units) وباختصار 12 amu . هذا الإتفاق ، الذى سوف نلتزم به ، يؤدى إلى المقياس الجديد للكتل الذرية ، وعلى هذا فإن

$$\begin{aligned} 1 \text{ amu} &= \tfrac{1}{12} (\text{mass of one } C^{12} \text{ atom}) \\ &= (1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24} \text{ gm} \end{aligned} \qquad (\text{٦ أ})$$

ويعرف عدد أفوجادروا N_0 بأنه عدد الذرات فى 12 جراماً من C^{12} النقى نظائرياً ، وهذا هو العدد الوارد فى جدول ٢ أ .

بهذا المقياس الجديد يكون الوزن الذرى للأكسوجين المتكون طبيعياً هو 15.9994 ، وهو عدد قريب جداً من 16 الذى يمثل الوزن الذرى للأكسوجين على المقياس الكيميائى القديم . ولمعظم الأغراض العملية ، يمكن إهمال الفرق بين المقياس الجديد والمقياس الكيميائى القديم .

+ أن العنصر الكيميائى يمكن أن يتكون من نظائر مختلفة قد توطد ثبوته بواسطة J. J. Thomson. [J. J. Thomson, "Rays of Positive Electricity," *Proceedings of the Royal Society* (London, Series A) 89, 1 (1913).]

٧ – ويعتبر عدد أفوجادروا N_0 بمثابة حلقة الوصل التى تربط بين الفيزياء الجهرية والفيزياء العيانية ، وهنا نذكر بعض الكيات الهامة التى تتضمن N_0 والتى تعكس هذه الصلة .

(i) كتلة البروتون هى 1.0073 amu ، وكتلة ذرة الهيدروجين المتعادلة (النظير H^1) هى 1.0078 amu . وعلى هذا فإن حاصل ضرب عدد أفوجادرو N_0 وكتلة البروتون M_p هو

$$N_0 M_p = 1.0073 \text{ gm} \qquad (٧ أ)$$

وهى كمية قريبة جداً من 1 gm. وبحسابات غير دقيقة نحصل على

$$(\text{كتلة البروتون}) \cong (\text{كتلة ذرة الهيدروجين}) \cong \frac{1}{N_0} \text{ gm} \qquad (٧ ب)$$

(ii) حاصل ضرب N_0 وثابت بولتزمان k (Boltzmann's constant) يعطيناالثابت العالمى للغازات R (universal gas constant) ،

$$\begin{aligned} N_0 k = R &= 8.314 \times 10^7 \text{ erg } (°K)^{-1} (\text{mol})^{-1} \\ &= 1.986 \text{ cal } (°K)^{-1} (\text{mol})^{-1} \end{aligned} \qquad (٧ ﺣ)$$

وذلك لأن ثابت بولتزمان هو ثابت الغاز لكل جزىء .

(iii) حاصل ضرب N_0 والشحنة الإلكترونية e يعطينا ثابت فاراداى F (Faraday constant) ،

$$N_0 e = F = 96{,}487 \text{ coulomb } (\text{mol})^{-1} \qquad (٧ د)$$

هذا الثابت يعبر عن الشحنة الكلية التى يحملها جرام جزيئى واحد مكون من أيونات وحيدة الشحنة .

٨ – دعنا الآن نناقش ثابت بلانك ، الذى يظهر على شكلين يرمز لهما بالرمزين h و $\hbar$ ، كما هو ظاهر فى جدول ٢ أ . (والرمز $\hbar$ يقرأ : « h – بار » أو « h – شرطة ») . وكلا الثابتين يسمى « ثابت بلانك » وكلاهما شائع الاستخدام . بالرغم مما يبدو من أن $\hbar$ هو المفضل ، أو أنه ثابت « أحسن » . والسبب فى استخدام الثابتين هو أنه من الأسهل أن تكتب $\hbar$ بشرطة عن أن تكتب دائماً المعاملات 2π التى إذا لم نفعل ذلك ستظهر فى كثير من معادلاتنا ، ولنفس السبب توجد « الترددات » على شكلين .

فى هذا الكتاب يرمز للتردد ، الذى هو عدد تكرار الظاهرة الدورية فى وحدة الزمن ، أوعدد الدورات/وحدات الزمن ، بالرمز ν . ونرمز للسرعات الزاوية بالحرف ω ، ونقيس السرعات الزاوية بدلالة الزاوية النصف قطرية فى الثانية ، أو ببساطة بوحدات 1/ وحدة الزمن . ويصاحب كل تردد ν سرعة زاوية ω طبقاً للعلاقة

$$\omega = 2\pi\nu \qquad (٨ أ)$$

وبالتالى

$$\hbar\omega = h\nu \qquad (٨ ب)$$

وكلا التعبيرين يعطى طاقة الفوتون ذى التردد ν . ويجب ملاحظة أن الكمية ω غالباً مايطلق عليها « التردد » أو التردد الزاوى ، ويفهم من ذلك أن العلاقة (٨ أ) هى المقصودة .

يستخدم أيضاً رمز مناظر للأطوال الموجية . فالطول الموجى الحقيق ، أى طول دورة ظاهرة دورية فى البعد المكانى ، يرمز له بالرمز λ ، ومع كل طول موجى λ نلحق الكمية $\lambda\!\!\!-$ بواسطة

$$\lambda\!\!\!- = \frac{\lambda}{2\pi} \qquad (٨ ﺟ)$$

وتنتشر الموجة أحادية اللون بسرعة طورية c تبعاً للعلاقة

$$\lambda\nu = \lambda\!\!\!-\,\omega = c \qquad (٨ د)$$

وعلى القارىء أن يحيط علماً بهذه الإصطلاحات المتعارف عليها .

٩ – غالباً ما يعبر عن الطول الموجى بدلالة مقلوبه ، أى $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ويسمى $\bar{\nu}$ بالعدد الموجى . وهذا النوع من التعبير كثيراً مايستخدم فى الطيف الضوئى ، وتكون وحدة العدد الموجى هى cm^{-1} . والموجة الضوئية فى الفراغ نحصل على

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \qquad (٩ أ)$$

حيث ν هو التردد . ويتناسب العدد الموجى مع التردد ، ولكن يجب ألا نخلط بينهما . ويجب أن نذكر أن الأطوال والأعداد الموجية يمكن قياسها بدقة كبيرة فى المنطقة الضوئية ؛ بدقة أكثر بكثير من تلك التى نقيس بها سرعة الضوء . وعلى هذا فإن الأعداد الموجية فى المنطقة الضوئية تكون معلومة بدقة أكثر من الترددات المناظرة ، ومن جانب آخر فإن التردد فى منطقة الموجات الدقيقة يمكن قياسه بدقة كبيرة ، فى هذه المنطقة تكون الترددات أكثر دقة من الأعداد والأطوال الموجية المناظرة .

١٠ – ذكرنا فى الفصل الأول بعض الطرق التى يمكن بها قياس الثوابت الأساسية : كانت هذه هى الطرق الأولى من الناحية التاريخية أما هذه الأيام فلم تعد تستخلص أفضل القيم العددية لهذه الثوابت الأساسية من مثل تلك القياسات البسيطة ذات المفاهيم الواضحة ، وإنما ذكرنا تلك الطرق المباشرة فقط لكى نوضح أن هذه الثوابت ليست بعيدة المنال . أما أحسن القيم فتستخلص من بعض قياسات الكميات المشتقة ، أى ، من معادلات تحتوى على هذه الثوابت (وثوابت أخرى) فى تجمعات متعددة نعتقد أننا نفهمها فهما نظرياً جيداً . ونستطيع من هذه الكميات المشتقة أن نحسب الثوابت الأساسية . ولأن العدد لكل الكميات المشتقة المناسبة أكبر من عدد الثوابت الأساسية ، فعدد المعادلات يزيد على عدد الثوابت المراد تعيينها ، فإننا نستطيع أن نقوم بعمل اختبارات قيمة للتأكد من التوافق الذاتى لكل الكميات المقاسة والتى أخذت فى الاعتبار عند تعييننا للثوابت .

الطاقة

١١ – دعنا الآن نعتبر الوحدات التى تستخدم لوصف الطاقة فى الفيزياء الجهرية . واحدة من أكثر وحدات الطاقة استخداماً هى الإلكترون فولت (electron volt) ، وباختصار eV . ويعرف بأنه الطاقة التى تكتسب بواسطة شحنة أولية قيمتها e عندما تمر خلال هبوط فى الجهد قيمته واحد فولت . فإذا أخذنا

فى الاعتبار قيمة e كما هى موجودة فى جدول ٢ أ فإننا نستطيع أن نعبر عن الإلكترون فولت بدلالة الإرج (erg) :

$$1\ \text{eV} = (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-12}\ \text{erg} \qquad (١١ أ)$$

بالإضافة إلى الإلكترون فولت فإننا نستخدم أيضاً الوحدات المشتقة

$$1\ \text{keV} = 1000\ \text{eV}, \qquad 1\ \text{MeV} = 10^6\ \text{eV},$$
$$1\ \text{BeV} = 10^3\ \text{MeV} = 10^9\ \text{eV} \qquad (١١ ب)$$

حيث KeV هو اختصار **كيلو الكترون فولت** ، كما أن MeV هو اختصار **مليون الكترون فولت** و BeV اختصار **بليون الكترون فولت**+ . وتعتبر وحدة الإلكترون فولت مريحة على وجه الخصوص فى الفيزياء الذرية لأن طاقات الترابط الذرى تكون فى حدود واحد إلكترون فولت ، فى حين أن وحدة MeV تكون مفيدة فى الفيزياء النووية لأن الترابط النووى يكون فى حدود واحد مليون إلكترون فولت وتستخدم الوحدة BeV فى المناقشات الخاصة بتفاعلات الجسيمات الأولية ذات الطاقات العالية جداً .

١٢ – ناقشنا فى الفصل الأول الدور الأساسى الذى تلعبه الثوابت c و h . هذه الثوابت أساسية فى فى فيزياء الكم النسبية لدرجة أن المرء يستخدم فى هذا المجال نظاماً من الوحدات تكون فيه $\hbar = 1$ و $c = 1$ ؛ أى أنها كميات بلا أبعاد وكل منها يساوى الوحدة . وربما يشعر القارىء أن مثل هذا التعريف قد يخالف مفهومنا للأبعاد الفيزيائية ، وعلى أى حال ، يجب أن يكون مفهوماً أن تخصيصنا أبعاداً فيزيائية لكميات فيزيائية إنما هو أمر اختيارى ، ومسألة اتفاق خالصة . وعلى وجه التحديد **يكون فقط للكميات الفيزيائية التى يمكن مقارنتها** مباشرة نفس « الأبعاد الفيزيائية » أى الكميات التى يمكن قياسها مباشرة ومقارنتها ببعضها البعض . وتكون كل التحديدات الأخرى للأبعاد مبنية على بعض العلاقات التى تربط بين الكميات الفيزيائية التى نعتقد أنها أساسية من الناحية العملية . وبسبب الطبيعة الأساسية لسرعة الضوء فإننا نستطيع إذا رغبنا أن نربط المسافة x ، مع الزمن t ، بالعلاقة $x = ct$ وعلى هذا فنحن نقيس مسافة وزمنا بنفس الوحدات وهذا بالفعل مايصنعه الفلكيون عندما يقيسون المسافات بالسنين الضوئية .

ووضع $\hbar = c = 1$ يؤدى إلى صيغ واضحة وبسيطة وجديرة بالتقدير ، ونحن سوف نستغل هذه الإمكانية فى بعض الأحيان . وقد كان المؤلف تواقاً لاستخدام $\hbar = c = 1$ بشكل منسجم خلال هذا الكتاب ؛ وربما كان هذا ما يجب عمله . إلا أن اتخاذ هذه الخطوة ربما كان يسبب للقارىء ، من ناحية أخرى ، متاعب لاحاجة له بها عند قراءته لكتب أخرى مبسطة فى فيزياء الكم ، إذ أن معظم هذه الكتب تستخدم نظم وحدات MKS أو cgs المصطلح عليها . لهذا السبب سوف نلتزم بنظام وحدات egs الإصطلاحية .

١٣ – دعنا نتقصى بعض العلاقات التى تنشأ بين الكميات الفيزيائية المختلفة بسبب وجود الثوابت المتميزة c و $\hbar$. لنعتبر كتلة ، m ، ونقرن هذه الكتلة بعدد من كميات فيزيائية أخرى ناشئة عن m ، $\hbar$ و c ، ونعطى الأبعاد الفيزيائية الاصطلاحية لهذه الكميات

+ خارج الولايات المتحدة تكتب أيضاً هذه الوحدة GeV .

$$m = [\text{mass}] \qquad \frac{mc^2}{\hbar} = [\text{time}]^{-1}$$

$$mc = [\text{momentum}] \qquad \frac{\hbar}{mc^2} = [\text{time}] \qquad (١٣ أ)$$

$$mc^2 = [\text{energy}] \qquad \frac{\hbar}{mc} = [\text{length}]$$

وسنترك للقارىء اختبار صحة صياغة الأبعاد الفيزيائية (بنظام cgs المصطلح عليه) . « وترتبط » كل هذه الكيات بالثوابت h و c . وبناء على العلاقات السابقة فإن الطاقة يمكن أن تصاحب الكتلة أو التردد أومقلوب الطول ، وقيمة الطاقة يمكن أن يعبر عنها بدلالة قيم الكيات المصاحبة .

١٤ – يمكن أن يرتبط بالطاقة E التردد E/h ، والعدد الموجى $E/(hc)$ ، والكتلة E/c^2 . ونجد لذلك معاملات التحويل التالية :

$$\frac{(\text{energy})}{(\text{mass})} = (9.31478 \pm 0.00005) \times 10^8\ (\text{eV})/(\text{amu}) \qquad (١٤ أ)$$

$$\frac{(\text{frequency})}{(\text{energy})} = (2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14}\ (\text{cycles/sec})/(\text{eV}) \qquad (١٤ ب)$$

$$\frac{(\text{wave number})}{(\text{energy})} = (8.06573 \pm 0.00008) \times 10^3\ (\text{cm}^{-1})/(\text{eV}) \qquad (١٤ جـ)$$

والجدول الموجود فى باطن الغلاف الخلفى للكتاب مبنى جزئياً على معاملات التحويل السابقة ، ويوضح كل صف أفقى فئة من الكيات المناظرة المرتبطة بالكية الموجودة فى العمود الأول . ويعطى العمودان الثانى والثالث الطاقة بدلالة الإلكترون فولت والإرج . والعمود السابع يبين الكتلة المناظرة E/c^2 بوحدات الكتلة الذرية ، amu ؛ وفى العمود الثامن التردد المناظر E/h دورة / ثانية ؛ فى حين أن العمود التاسع يعطى العدد الموجى $E/(hc)$ ، بوحدات cm^{-1} . ويعطى العمود العاشر الطول الموجى المصاحب $(hc)/E$ بوحدات أنجستروم ، وهذه هى الكية الوحيدة فى الجدول التى لاتتناسب مباشرة مع E .

١٥ – كثيراً مانستخدم فى الكيمياء وحدات سعر ، باختصار *cal* ، والكيلو سعر ، باختصار *Cal* أو *kcal* ، وذلك للتعبير عن الطاقة (وغالباً مايسمى السعر « بالسعر الصغير » ويطلق على الكيلو سعر « السعر الكبير » .) وتعرف هذه الوحدات بواسطة

$$1\ \text{kcal} = 1000\ \text{cal}, \quad 1\ \text{cal} = 4.186\ \text{joule} = 4.186 \times 10^7\ \text{erg} \qquad (١٥ أ)$$

أنه لمن المهم أن نربط بين الطاقة E المسندة إلى ذرة وحيدة أو جزىء ، وطاقة الكل E_{bulk} المناظرة لعدد N_0 من هذه الجسيمات : مثل الطاقة المصاحبة لجرام ذرى واحد ، أو جرام جزيئى واحد ، وعلى هذا نجد أن :

$$\frac{E_{\text{bulk}}}{E} = N_0 = 23{,}050\ (\text{cal})/(\text{eV}) = 9.6487 \times 10^{11}\ (\text{erg})/(\text{eV}) \qquad (١٥ ب)$$

فى الجدول المبين فى باطن الغلاف الخلفى يعطى العمودان الرابع والخامس طاقات الكل بوحدات erg / mol و cal / mol .

١٦ – فى البنود من ٣١ – ٣٤ من الفصل الأول ، ناقشنا باختصار مفاهيم الحرارة ودرجة الحرارة . وقد لاحظنا أن ثابت بولتزمان k هو فى الواقع عامل تحويل من درجة الحرارة إلى الطاقة . وإنها فى الواقع لممارسة شائعة أن نعبر عن درجة الحرارة بدلالة الطاقة المناظرة ، والعكس بالعكس ، حيث أن التناظر يعرف اختيارياً بالعلاقة

$$\text{(equivalent energy)} = k \times \text{(temperature)} \qquad (١٦ أ)$$

ولخدمة غرض مثل هذا التحويل يكون من الملائم أن نعبر عن ثابت بولتزمان بالشكل

$$k = 8.617 \times 10^{-5}\,(\text{eV})/\,^\circ\text{K}, \qquad \frac{1}{k} = 11{,}605^\circ\text{K}/(\text{eV}) \qquad (١٦ ب)$$

فى هذا التناظر تكون « درجة حرارة الغرفة » ($293^\circ\text{K} = 20^\circ\text{C} =$) مكافئة للطاقة

$$k \times 293^\circ\text{K} \approx (1/40)\ \text{eV} \qquad (١٦ جـ)$$

وفى العمود السادس من الجدول الموجود فى باطن الغلاف الخلفى نجد درجات الحرارة المكافئة بتدريج كليفن (Kelvin) .

١٧ – إن إمكان التعبير عن درجة الحرارة والطاقة بنفس الوحدات يجب ألا يؤدى إلى الاعتقاد بأن الطاقة ودرجة الحرارة هما « نفس الشىء » . فإنه ، على سبيل المثال ، **ليس حقيقياً** أن الطاقة الحرارية لجسم عيانى اختيارى عند درجة حرارة T تكون مساوية لعدد ذرات هذا الجسم مضروباً فى kT . فالطاقة الداخلية لجسم عيانى لاتتوقف فقط على درجة الحرارة ، وإنما تتوقف أيضاً على عوامل (عيانية) أخرى ، بالإضافة إلى أن العلاقة بين الطاقة ودرجة الحرارة تتوقف على طبيعة النظام . هذه نقطة هامة ، فالصيغة (١٦ أ) يجب ألا يساء تفسيرها .

إلا أننا تستطيع أن نضع نصاً مفيداً للغاية ، فغالباً (وليس دائماً) ، إذا ما حفظ الجسم العيانى عند درجة حرارة T ، فإن متوسط الطاقة « غير المنظمة » لكل ذرة (أو جزىء) فى الجسم تكون من رتبة kT .

ويمكننا هذا النص من أن نقدر متوسط الطاقة لذرة أو جزىء فى حالة حركة حرارية غير منظمة بمجرد معرفتنا لدرجة الحرارة . ويمكننا لعديد من الأنظمة الخاصة أن نضع نصوصاً **دقيقة** . وأحد الأمثلة الهامة يختص بغاز يتكون من جزيئات عند درجة حرارة T . إذ تعطى متوسط طاقة الحركة E_{tr} المصاحبة للحركة الإنتقالية للجزىء بالعلاقة

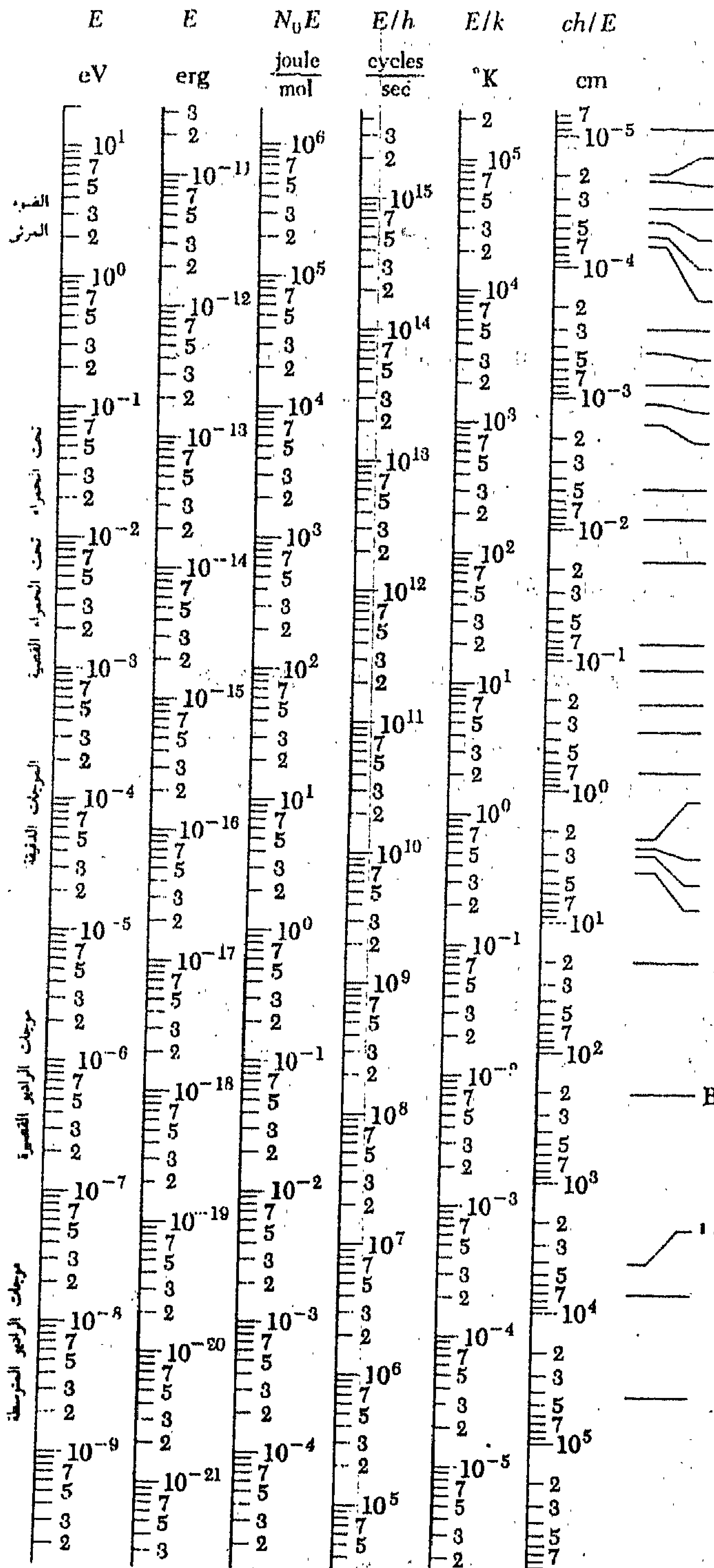
$$E_{tr} = \frac{3}{2}kT \qquad (١٧ أ)$$

وهذه العلاقة صالحة بغض النظر عما إذا كانت الجزيئات تتكون من نوع واحد من الذرات أم لا . واشتقاق هذه المعادلة هو إحدى مسائل الميكانيكا الإحصائية ، وسوف نرجئها للجزء القادم من هذه السلسلة . وسوف نستخدم هذه النتيجة من وقت لآخر ، بالرغم من أننا لم نشتقها بعد .

طيف الطاقة للظواهر الفيزيائية



الطاقات المميزة للظواهر الفيزيائية . النتائج المختارة فى هذه الصفحة والصفحة التالية مقدمة بغرض اعطاء القارىء فكرة عامة عن أنماط الطاقات للظواهر المتعددة . ومعبر عن هذه الطاقات بدلالة بعض الوحدات الشائعة (انظر بنود ١٤ ـ ١٦ للتوضيح)



R_∞ (جهد تأين الهيدروجين)

الخط فوق البنفسجى فى الزئبق

طاقة فيرمى فى الفضة

طاقة ترابط جزىء الهيدروجين

الخط الأزرق المنبعث بواسطة الزئبق

خط D (الأصفر) للصوديوم

الخط الأحمر المنبعث من الكادميوم

حرارة بخر الكحول الايثيلى

التردد الاهتزازى لجزىء CO

درجة ديباى فى الماس

حرارة انصهار النحاس

درجة حرارة كورى للحديد

« درجة حرارة الغرفة » (20°C)

التردد الاهتزازى لجزىء CsI

درجة حرارة ديباى للرصاص

نقطة غليان الهيدروجين

حرارة البخر للهليوم

درجة الحرارة التى يصبح عندها الرصاص مفرط الموصلية

نقطة غليان الهليوم (He^4)

نقطة لمدا (λ) للهليوم

طاقة التفاعل لمجنيتونى بوهر منفصلين بمسافة 1 A

درجة الانتقال للكادميوم مفرط الموصلية

الانتقال فائق الدقة فى السيزيوم

التردد الدائرى الملاحظ فى جزىء KCl

21-cm خط الهيدروجين (فائق الدقة)

Bohr magneton in مجنيتون بوهر فى 100 جاوس

طاقة التفاعل بين مجنيتون بوهر ومجنيتون نووى عند مسافة 1 A

طاقة الترنح للبروتون فى 1000 جاوس

المجنيتون النووى فى 1000 جاوس

١٨ – وكما ذكرنا سابقاً ، من أن المفاهيم الخاصة بالحرارة ودرجة الحرارة تكون غير ذات موضوع عندما نتعامل مع أنوية أو ذرات أو جزيئات منعزلة : إذ أن هذه المفاهيم تطبق على جسم المادة ككل . وعلى أى حال ، فلن نستطيع على وجه العموم إجراء قياساتنا على الجسيمات المنعزلة : إذ أننا نلاحظ هذه الجسيمات وهى وسط كميات كبيرة من المادة . وعلى هذا فالحركة الحرارية غير المنتظمة هى فى الغالب عامل هام يؤخذ فى الاعتبار عندما نرغب فى فهم سلوك أنظمة الميكانيكا الكمية ، وبصفة خاصة عندما ندرس المظاهر العيانية للظواهر الكمية .

إن أهم ملامح الحركة الحرارية فى نظام ماهو أنها ، من وجهة نظرنا ، حركة **عشوائية** . فهى تدخل عامل الصدفة فى سلوك النظام كما نلاحظه . ونستطيع القول أن الحركة العشوائية الحرارية هى بمثابة « ضجيج فى سيمفونية ميكانيكا الكم النقية » . ويمكننا أن نضيف أن هذا الضجيج غالباً مايكون مرتفعاً بدرجة لاتسمح بسماع صوت الموسيقى . ومن ناحية المبدأ يمكننا أن نخمد الحركة الحرارية وذلك بحفظ النظام الذى ندرسة وما يحيط به عند درجة حرارة قريبة من $0^{o}K$ ، لأن الحركة الحرارية تكف عند درجة الصفر المطلق . أما من الناحية العملية فهذا غير ممكن ، فالحركة الحرارية هى إحدى الملامح الهامة للعالم الذى نعيش فيه .

المقادير المميزة للفيزياء الذرية والجزيئية

١٩ – لنعتبر الذرة كنظام ديناميكى مكون من نواة صغيرة الحجم محاطة بسحابة من الإلكترونات التى تكون منجذبة بواسطة النواة والتى تتفاعل فيما بينها من خلال قوى كهرمغناطيسية . فالإعتقاد بأن القوى الكهرمغناطيسية هى القوى الوحيدة ذات الأهمية فى تحديد تركيب الذرات أو الجزيئات مبنى على المقارنة بين النظرية والتجربة التى قد تم إجراؤها حتى الآن .

فالنظرية الكمية لتفاعلات الجسيمات المشحونة مع المجال الكهرمغناطيسى يطلق عليها **الكهرديناميكا الكمية** هذه النظرية التى تتضمن مبدأ النسبية الخاصة – تعتبر فى الوقت الحاضر النظرية الأكثر نجاحاً للعمليات الأساسية التى تحتوى على الجسيمات الأولية . إذ من خلالها نستطيع أن نصف تركيب الذرات والجزيئات وانبعاث وامتصاص الإشعاع الكهرمغناطيسى بواسطة هذه الجسيمات .

٢٠ – بناء على التجربة نجد أن رتبة كبر قطر النواة هى 10^{-13} cm ، فى حين أن قطر الذرة يبلغ حوالى 10^{-8} cm . فالنواة على هذا تكون صغيرة جداً عند مقارنتها بالذرة .

أما كتلة النواة فتكون كبيرة عند مقارنتها بكتلة الإلكترون التى هى 0.0005486 amu ، والنسبة بين كتلة الإلكترون إلى كتلة البروتون هى

$$\frac{m}{M_p} = \frac{1}{1836} \qquad (\text{٢٠ أ})$$

وعلى هذا فن المعقول أن نتوقع ، على الأقل كتقريب أولى ، أن حركة النواة لاتلعب دوراً أساسياً ، وفى هذا التقريب يمكننا أن نعتبر وكأن النواة « لانهائية » الثقل ، وبالتالى ثابتة فى المكان . وبما أن النواة

بالإضافة إلى ذلك صغيرة جداً فإننا نضيف تقريباً آخر وهو أنها « نقطة » : وعلى هذا فهي لاتلعب دوراً آخر سوى أن تهيء المجال الكهرستاتيكي الموصوف بالجهد .

$$V(r) = \frac{eZ}{r} \qquad (٢٠ ب)$$

حيث e هي الشحنة الأولية و Z هو العدد الذرى .

وعلى هذا تكون مسألة النظرية الذرية فى التقريب الأول هى دراسة حركة الإلكترونات فى هذا المجال الكهرستاتيكى ، آخذين أيضاً فى الاعتبار ذلك التنافر الكهرستاتيكى المتبادل بين الإلكترونات . ويجب أن نذكر القارىء أننا عندما نتحدث عن « الحركة » فإننا نعنى الحركة بمفهومها فى الميكانيكا الكية . وسوف نشرح فيما بعد ما الذى يعنيه هذا على وجه الدقة .

٢١ – تهتم الكهروديناميكا الكية فى مفهومها المحدود بتفاعلات الإلكترونات مع المجال الكهرمغناطيسى . لنعتبر الكميات الفيزيائية وثيقة الصلة بهذه النظرية ، على وجه التحديد : كتلة الإلكترون m وشحنته e — وسرعة الضوء c وثابت بلانك $\hbar$. إذ يمكننا تكوين وحدات طبيعية للكهروديناميكا الكية من الثوابت ، m ، c و $\hbar$ ، كما شرحنا فى بند ١٣ : وعلى هذا تكون m هى وحدة الكتل ، mc^2 هى وحدة الطاقة ، $\hbar/mc$ وحدة المسافة ، $\hbar/mc^2$ هى وحدة الزمن . بالإضافة إلى ذلك تكون $\hbar$ هى وحدة كمية الحركة الزاوية ، و c هى الوحدة الطبيعية للسرعة .

حتى الآن لم نأخذ فى الإعتبار الشحنة الأولية e . هذا الثابت يلعب دور **ثابت الترابط** ، فهو يدلنا على قوة ترابط الإلكترونات بالمجال الكهرمغناطيسى .+ وسنحاول أن نكون كمية مجردة من الأبعاد لكى نقيس بها شدة هذا الإرتباط ، ونعتبر لذلك الطاقة الكهرستاتيكية ، بدلالة الوحدات الطبيعية المذكورة أعلاه ، للتنافر بين إلكترونين تفصلهما مسافة قدرها وحدة طبيعية . ويرمز لهذه الكمية بالرمز α وبذا نحصل على

$$\alpha = \frac{e^2/(\hbar/mc)}{(mc^2)} = \frac{e^2}{\hbar c}$$

$$= (7.29720 \pm 0.00003) \times 10^{-3} \approx 1/137 \qquad (٢١ أ)^{++}$$

يلعب هذا الثابت α دوراً أساسياً فى الفيزياء الذرية ويعرف **بثابت التركيب الدقيق** . ويمكن اعتباره وكأنه مربع الشحنة الأولية فى الوحدات الطبيعية ، وهو يصف مقدار هذه الشحنة بطريقة مستقلة عن أى مقاييس فيزيائية عيانية اختيارية . إن كون α بالفعل صغيراً عددياً يعكس « ضعفاً » أساسياً للتفاعلات

(+) هذه نغمة شائعة للتعبير ، وقد كان ، على أى حال ، من الأوقع أن تقول أن ثابت الترابط يدلنا على مدى قوة تفاعل الشحنات الأولية مع بعضها البعض . فالمجال الكهرمغناطيسى على كل ، هو تصور فكرى أدخل من أجل غرض مناقشة التفاعلات بين الشحنات .

(++) هذا التعبير عن α صحيح فى نظام وحدات cgs ، وفى نظام وحدات MKS يكون لدينا :
$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$.

الكهرمغناطيسية ، فالطاقة الكهرستاتيكية لإلكترونين متباعدين بمسافة قدرها الوحدة تكون صغيرة بالمقارنة إلى طاقة السكون للإلكترون . ويعتبر ثابت التركيب الدقيق واحداً من الثوابت الأساسية الحقيقية للطبيعة ، وهو فى الوقت الراهن ثابت تجريبى بحت بمعنى أننا لا نملك فهماً نظرياً لمقداره . وقد كان من الممكن أن « ينتهى » إلى أن يكون عدداً كبيراً ، وفى هذه الحالة فإن العالم قد يبدو فى الواقع مختلفاً تماماً . اختلافاً لا يمكن فى الحقيقة تصوره .

يجب أن يلاحظ القارىء ، بفحص المعادلة (٢١ أ) أن كتلة الإلكترون لا تدخل فى التعبير الخاص بالثابت α . وبالتالى فإن α هو ثابت الترابط الذى يصف ارتباط أى جسم أولى يحمل شحنة أولية e بالمجال الكهرمغناطيسى .

فى جدول ٢١ أ سجلنا بعض الكميات الهامة التى يمكن أن نكونها من m ، h ، c و e ، ولقد أوردنا الأسماء التى تندرج تحتها وتعرف بها هذه الكميات .

جدول ٢١ أ : ثوابت فيزيائية إضافية

طاقة سكون الإلكترون :

$$mc^2 = (0.511006 \pm 0.000002)\ \text{MeV}$$

طول موجة كمبتون (Compton) للإلكترون :

$$\lambda\!\!\!^{-}_e = \frac{\hbar}{mc} = (3.86144 \pm 0.00003) \times 10^{-11}\ \text{cm}$$

نصف القطر الأول لبوهر :

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{mc^2} = \alpha^{-1} \lambda\!\!\!^{-}_e = (5.29167 \pm 0.00002) \times 10^{-9}\ \text{cm}$$

طاقة تأين الهيدروجين اللانسبية بكتلة بروتون لانهائية :

$$R_\infty = \tfrac{1}{2}\alpha^2 mc^2 = (13.6053 \pm 0.0002)\ \text{eV}$$

ثابت ريدبرج (Rydberg) لكتلة بروتون لانهائية :

$$\bar{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = R_\infty/hc = (109737.31 \pm 0.01)\ \text{cm}^{-1}$$

٢٢ — فى البند ١٥ من الفصل الأول ناقشنا أحد ملامح نظرية بوهر (Bohr) النصف كلاسيكية لذرة الهيدروجين ، وعلى وجه التحديد حجم هذه الذرة ، وقد ذكرنا أن الثابت a_0 المعرف بالمعادلة (١٥ جـ) فى ذلك الفصل يعتبر حجماً ذرياً نموذجياً . وسوف يلاحظ القارىء أن هذا الثابت a_0 المعروف باسم **نصف القطر الأول لبوهر (فى ذرة الهيدروجين)** ، هو نفسه المذكور فى جدول ٢١ أ . فى المناقشة الواردة

بالفصل الأول كانت a_0 تمثل نصف قطر مدار دائرى للإلكترون فى النموذج الكوكبى للذرة ، ومن هنا نشأ الإسم . أما فى مناقشة الميكانيكا الكية لذرة الهيدروجين فإن هذا الثابت له تفسير مختلف : فالكمية $1/a_0$ هى متوسط الكمية $1/r$ فى الحالة الأرضية للذرة ، حيث r هى المسافة بين الإلكترون والبروتون . وفى كلتا الحالتين يمكن اعتبار a_0 بمثابة مسافة « مميزة » بين الإلكترون والبروتون .

٢٣ – دعنا نستمر مع المناقشة النصف كلاسيكية للفصل الأول ، ونحاول أن نقدر طاقة الترابط للإلكترون فى ذرة الهيدروجين . فالألكترون المتحرك بسرعة v (وعليه فكمية الحركة $p = mv$) على مسافة r من البروتون تكون طاقته الكلية E على النحو

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{r} \qquad (\text{٢٣ أ})$$

ويكون شرط الإتزان الديناميكى للمسار الدائرى الذى نصف قطره $r = a_0$ على الصورة

$$\frac{mv^2}{a_0} = \frac{e^2}{a_0{}^2} \qquad (\text{٢٣ ب})$$

وباستخدام هذه المعادلة مع المعادلة (٢٣ أ) نحصل على

$$E = \frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{a_0}\right) - \frac{e^2}{a_0} = -\frac{e^2}{2a_0} = -\frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 = -R_\infty \qquad (\text{٢٣ جـ})$$

وعلى هذا تكون طاقة الإلكترون فى هذا المدار هى R_∞ — أو حوالى 13.6 eV — . ويجب مقارنة هذه الطاقة بالطاقة الكلية عندما يكون الإلكترون فى حالة سكون عند بعد لانهائى من البروتون ، وبفحص المعادلة (٢٣ أ) نرى أن هذه الطاقة تساوى صفراً . وعلى هذا فلكى ينزع الإلكترون تماماً من فلكه الدائرى المفترض يجب أن نمد الذرة بطاقة قدرها R_∞ . هذه الطاقة تسمى **بطاقة التأين** . وتعرف طاقة التأين المعبر عنها بعدد موجى مكافىء بثابت ريدبرج (Rydberg) ونرمز لها بالرمز $\tilde{R}_\infty$+ .

ولقد حدث ، ومن ناحية المبدأ يجب أن نعتبر هذا محض « صدفة » ، أن هذا التقدير البسيط المبنى على أساس النموذج الكوكبى – الذى هو باستثناء هذا المثال – غير مقنع جداً يعطى **تماماً** نفس طاقة التأين R_∞ كا تعطيها نظرية ميكانيكا الكم الرصينة ، وعلى هذا فإن R_∞ هى طاقة تأين الهيدروجين ، أو بقول آخر ، R_∞ — هى **طاقة الحالة الأرضية** لذرة الهيدروجين .

أضف إلى ذلك حالة أن طاقات التأين لكل الذرات (أى الشغل اللازم لطرد إلكتروناً واحداً من الذرة) تكون تقريباً من رتبة 10 eV ؛ وسوف نعود إلى هذه المسألة فيما بعد .

+ الرمز السفلى ∞ فى R_∞ و $\tilde{R}_\infty$ يشير إلى النموذج الذى يكون فيه البروتون لانهائياً فى الثقل ومثبتاً . وطاقة التأين الفعلية تكون أقل قليلا .



أرنولد سمرفلد (Arnold Sommerfeld) ولد عام ١٨٦٨ فى كونجزبيرج (Konigsberg) ، بألمانيا (الآن كاليننجراد Kaliningrad باتحاد الجمهوريات السوفياتية الاشتراكية USSR) وتوفى عام ١٩٥١ . وكان أستاذاً للفيزياء بجامعة ميونيخ لعدد كبير من السنين .

أسهم سمرفلد مساهمة فعالة فى تطوير الفيزياء الكية وعلى وجه الخصوص فى النظرية الذرية المبكرة . فقد نقح نظرية بوهر فى اتجاهين : لتتضمن المدارات الأهليلجية ، وأن تأخذ فى الإعتبار النسبية الخاصة . ونظريته النسبية لذرة الهيدروجين قدمت ثابت التركيب الدقيق فى الفيزياء . (صورة بالإذن من (*Professor* L. *B. Loeb*, *Berkeley*

٢٤ — دعنا نرى كيف أن ضعف القوى الكهرمغناطيسية ، نقصد صغر ثابت الترابط α يعلن عن نفسه فى تركيب ذرة الهيدروجين . إذا كان ثابت الترابط من رتبة الوحدة فإننا نتوقع أن يكون حجم الذرة من رتبة الوحدة الطبيعية للطول فى الكهرديناميكا الكمية ، أى الطول الموجى لكمبتون (Compton) $\lambda\!\!\!^{-}_e = \hbar/mc$ إلا أن ثابت الترابط « صغير » $(\alpha \approx 1/137)$ وعلى هذا يكون مجال كولوم للنواة غير قادر على حفظ الإلكترون فى حدود الطول الموجى لكمبتون . وبذا يكون مدار الإلكترون كبيراً فى وحدة الكهرديناميكا الكمية الطبيعية ، على وجه التحديد ذو نصف قطر قدره $a_0 = \lambda\!\!\!^{-}_e/\alpha$. ونجد سرعة الإلكترون فى المدار بحل المعادلة (٢٣ ب) للسرعة v :

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{ma_0}} = \alpha c \qquad (\text{٢٤ أ})$$

وعلى هذا فالسرعة أصغر 137 مرة من الوحدة الطبيعية التى هى سرعة الضوء . هذا يعتبر تبريراً منطقياً لازماً لمناقشة هذه المسألة خارج إطار النظرية النسبية .

أما طاقة الحركة ، E_{kin} ، وطاقة الجهد ، E_{pot} ، فيعطيان بالعلاقات

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(\alpha c)^2 = R_\infty \qquad (\text{٢٤ ب})$$

$$E_{pot} = -\frac{e^2}{a_0} = E - E_{kin} = -2R_\infty = -2E_{kin} \qquad (\text{٢٤ حـ})$$

على أساس هذه الاعتبارات يمكننا القول بأن ذرة الهيدروجين عبارة عن تركيب ممتد غير محكم القيود . يجب أن يفكر القارىء بعناية فائقة حول هذا وحول الدور الذى يلعبه ثابت التركيب الدقيق α فى النظرية الذرية .

٢٥ – حيث أن سرعة الإلكترون قد بدت صغيرة فى وصفنا شبه الكلاسيكى فمن المعقول أن نتوقع أنه من الممكن أن نصف الذرة من خلال ميكانيكا الكم اللانسبية . فى مثل هذه النظرية يجب ألا تلعب سرعة الضوء دوراً إذا اعتبرنا أن الثوابت m ، h و e ثوابت أساسية . ويكون من الممكن على وجه الخصوص أن نعبر عن نصف قطر بوهر a_0 وطاقة التأين R_∞ بدلالة هذه الثوابت فقط . هذا فى الحقيقة هو الحال ، وبذا نجد أن

$$a_0 = \frac{\lambda\!\!\!^{-}_e}{\alpha} = \frac{\hbar^2}{me^2} \qquad (\text{٢٥ أ})$$

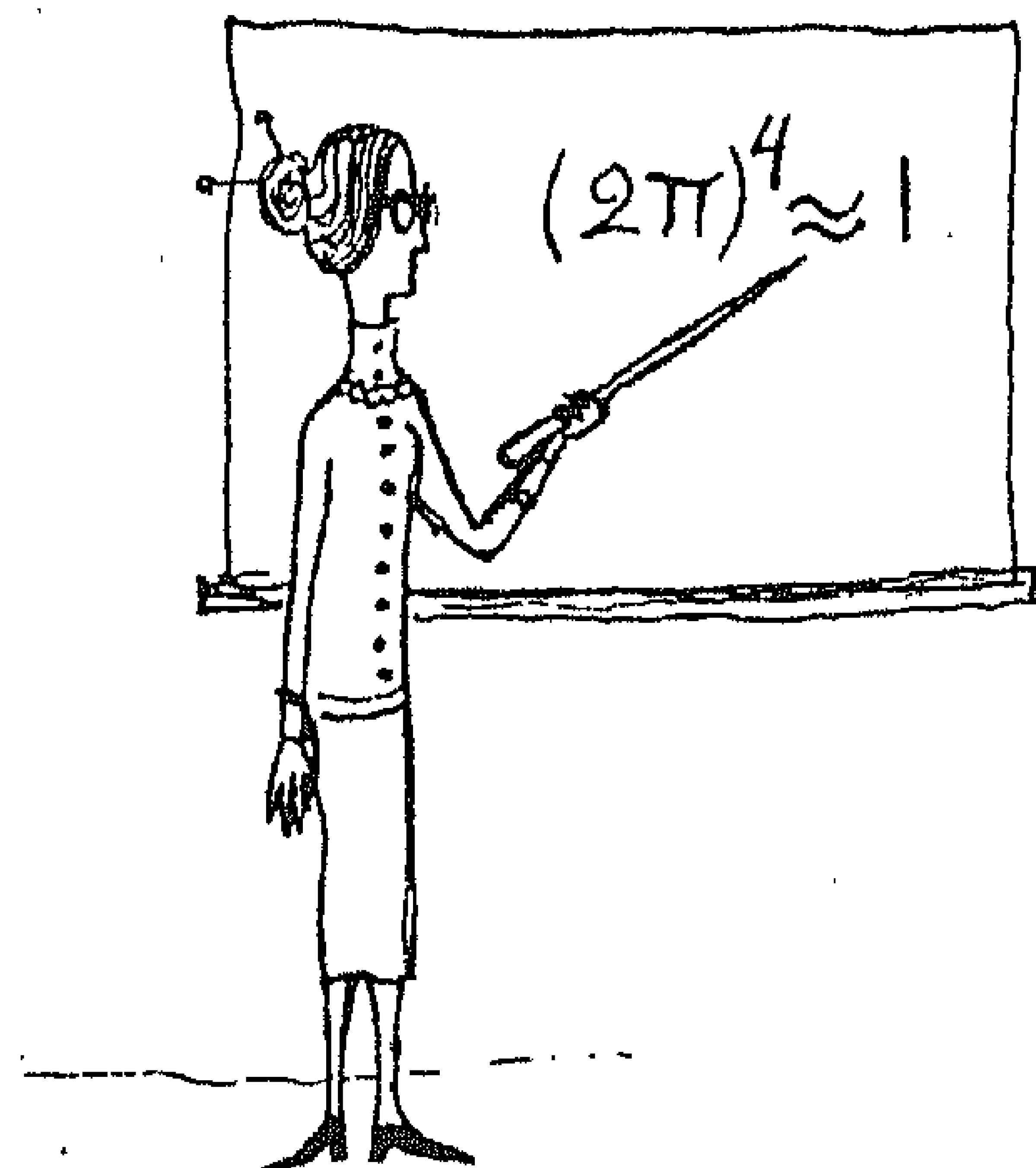
و

$$R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 = \frac{e^2}{2a_0} = \frac{e^4 m}{2\hbar^2} \qquad (\text{٢٥ ب})$$

لاتظهر سرعة الضوء فى أقصى الطرف الأيمن لهذه التعبيرات . بالإضافة إلى ذلك فالطول a_0 هو الطول الوحيد والطاقة R_∞ هى الطاقة الوحيدة التى يمكن أن نكونها من الثوابت m ، h و e . وبما أن هذه الثوابت هى مكونات نظرية الميكانيكا الكية اللانسبية (غير المعروفة بعد لدى القارىء) فإنه يمكننا على هذا أن ندلل بأن كل طول محسوب من خلال النظرية يجب أن يكون مضاعفاً عددياً للمقدار a_0 ، وبالمثل كل طاقة يجب أن تكون مضاعفاً عددياً للكمية R_∞ . (مضاعف عددى هنا يعنى عدداً مستقلا عن الثوابت الثلاثة ؛ ونحن نتوقع أن مثل هذه الأعداد فى نظرية « معقولة » سوف تكون من « رتبة الوحدة ») .

٢٦ – من المحتمل أن يشعر القارىء بأن هذه « الإشتقاقات » مفرطة فى الخيال . فأى قيمة هناك تلك التى يمكن أن تقوم على دليل مبنى على نموذج بوهر الذى أعلنا من قبل أنه خاطىء للغاية ؟ وإلى أى مدى نحن جادون لنتقبل « الدليل البعدى » فى البنود السابقة ؟ ألم يكن محتملا أن يتبدل الثابت الذى من « رتبة الوحدة » والذى يعطى الطاقة الصحيحة بدلالة R_∞ ليصبح شيئاً مثل 4711 أو أن يكون $(2\pi)^{-4}$ ؟ من الواضح أن مثل هذه الثوابت تشكل فرقاً لابأس به فى تقديرنا .

والجواب هو أن هذا الإحتمال وارد إلى حد كبير ، ولكن المؤلف الخبير يعرف أنه لايحدث بالفعل ؛ فالثابت يساوى الوحدة . فيما يختص بهذا النوع من « الإشتقاقات البسيطة » ، والتي غالباً ماتحدث فى كتب الفيزياء ، فالمتشكك يمكنه دائماً إبداء ملاحظة أن البراهين تبدو ذات فاعلية جيدة خاصة فى كل الحالات التى لها نتائج معروفة سواء أكانت نتائج تجريبية أو كانت نتائج لنظرية أكثر اكتمالا .



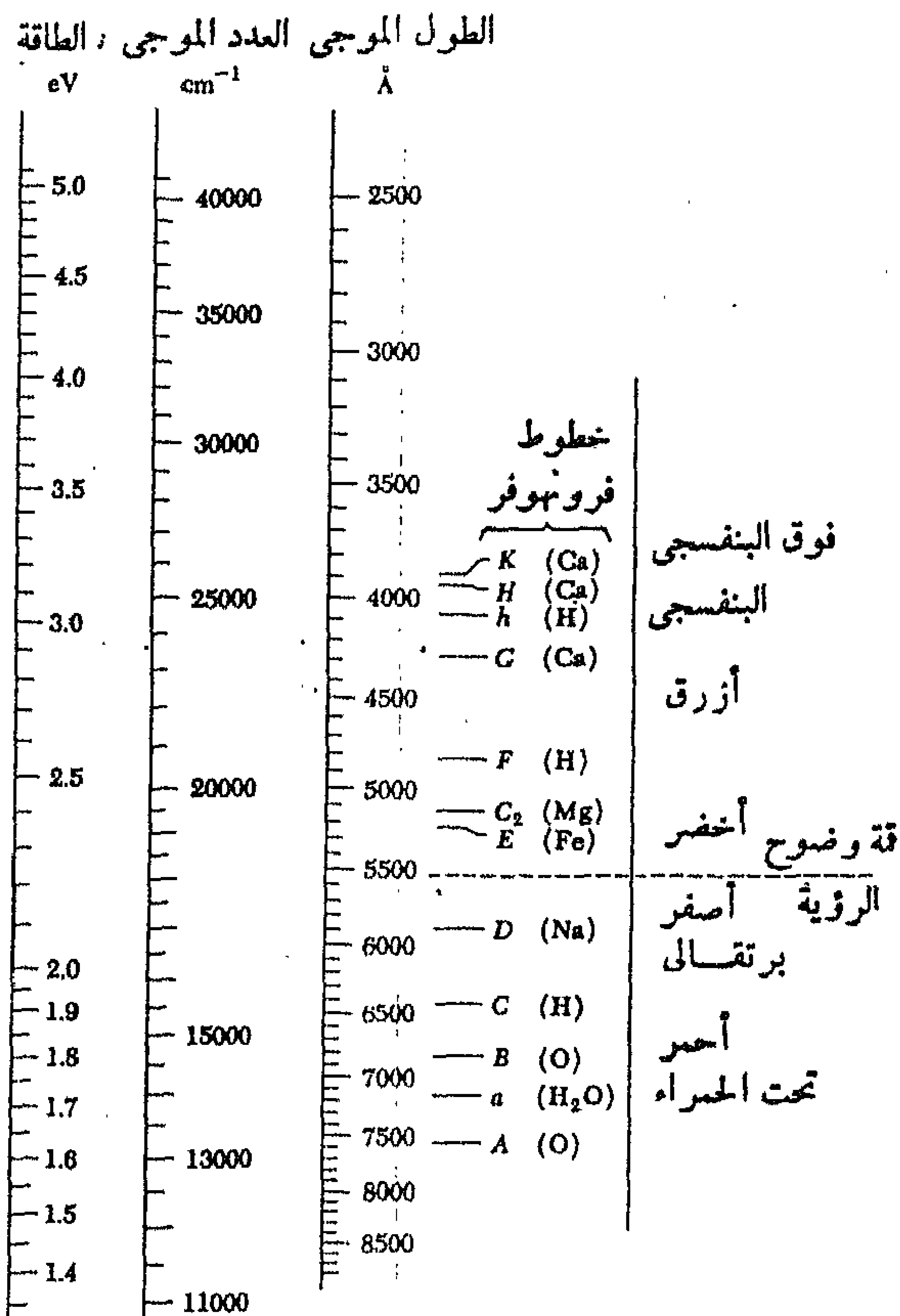
للدفاع عما سبق تقديمه فنحن نقول ما يلى : (i) نحن نرغب فى تكوين صورة لرتبة الكبر فى الفيزياء الذرية والجزيئية . فبدلا من مجرد أن نخبر القارىء أن طاقة التأين للهيدروجين هى 13.6 eV يجب أن نحاول ربط هذا 13.6 eV بتعبيرات مكونة من الثوابت الأساسية . فمن المستحسن أن تعرف أن 13.6 eV تساوى $\alpha^2 mc^2/2$ ، وأنه من الأفضل أن تعرف أن 0.53 A تساوى $(\hbar/mc)$ $(1/\alpha)$. ومناقشتنا للكهرديناميكا الكمية وصلتها بذرة الهيدروجين تعطينا على الأقل بعض الفهم لكيفية تضامنها كلها مع بعضها . وعلى وجه التأكيد فإن المؤلف ماكان ليقدم هذه الآراء مالم يكن لها نظير فى النظرية الصحيحة . وعلى هذا « فاشتقاقاتنا » مفيدة على الأقل كوسائل تذكير تقنية .

(ii) لايمكن إنكار أن نظرية بوهر خاطئة ، وإن كان القارىء يعرف بلاشك أنها كانت ناجحة فى بعض الحالات ، على الرغم من فشلها الخطير فى حالات أخرى . فالنظرية تحتوى إلى حد ضئيل على بعض عناصر الحقيقة . فهى تقدم ثابت بلانك فى الفيزياء ، وعلى هذا فهى تقدم علاقة بين الموضع وكمية الحركة وهذا لم يحدث مطلقاً فى نظرية كلاسيكية خالصة : شيئاً مثل $rp \sim \hbar.$. ويمكن تبنى وجهة نظر أن دراستنا المبنية على نظرية بوهر كانت فى الحقيقة اختباراً موضوعياً لعلاقة من هذا النوع : $rp \sim \hbar.$ وفيما بعد سوف نستخدم هذه العلاقة بطريقة مختلفة ، وسوف نناقش طريقة لتقدير حجم وطاقة تأين ذرة الهيدروجين على أساس من علاقة عدم التيقن . وفى نفس الوقت سوف نكتسب فهماً أفضل بكثير عن سبب عدم انهيار ذرة الهيدروجين .

(iii) إن الدليل القائم على الأبعاد فى بند ٢٥ قد يكون أكثر إقناعاً بدراسة جادة لمعادلة محددة تصف ذرة الهيدروجين بناء على الميكانيكا الكمية ، مثال لذلك مايسمى بمعادلة شيرودنجر

(Schrodinger equation) . فبدون حل هذه المعادلة بالفعل يمكننا بسهولة تامة أن نستخلص أن أعداداً مثل 4711 أو $(2\pi)^{-4}$ لايمكن أن تحدث. ولاستخلاص نتيجة من هذا النوع يجب بالطبع أن يكون لدينا بعض الخبرة بطبيعة حلول المعادلات التفاضلية . (فمعادلة شرودنجر معادلة تفاضلية) فالدلائل البعدية تعمل بطريقة أفضل عندما تكون ممزوجة بفهم جيد للملامح العامة للنظرية .

ودليلنا البعدى البسيط هو تقديم لدلائل من هذا النوع . وقد أخبر القارىء أن النظرية « الجيدة » موجودة ، ماهو العطاء الذى يمكن أن نتوقعه من هذه النظرية ؟ هذا هو السؤال الذى أثرناه وأجبنا عليه .



الطيف المجاور للضوء المرئى . وخطوط فرونهوفر (Fraunhofer lines) هى خطوط امتصاص شهيرة (خطوط سوداء) فى الطيف الشمسى . ويعطى العمود الأيسر التسمية القديمة بالحروف لهذه الخطوط ، ويبين العمود الأيمن الرمز الكيميائى المميز للذرة أو الجزىء المسبب لهذا الامتصاص .

وتخصيص الألوان لمناطق الطيف المتعددة هو بالطبع تقريبى فقط . لاحظ أن نقطة قمة وضوح الرؤية تقع عند حوالى 5500 Å .

٢٧ – لنستمر الآن فى مناقشة الفيزياء الذرية ، ودعنا نحاول أن نحصل على فهم تقريبى لتركيب الذرات الثقيلة ، أى لحالات التى يكون فيها العدد الذرى Z كبيراً . ولقد سمع القارىء بلاشك أن السحابة الإلكترونية التى تحيط بمثل هذه النواة لها تركيب صدفى بمعنى ما ، وسوف نحاول أن نبنى مناقشتنا على هذه الفكرة . دعنا نتخيل أننا نبنى الذرة بدءاً من النواة العارية . ثم نضيف إلكتروناً واحدا فى المرة الواحدة . ماهى الشدة التى سوف يقيد بها الإلكترون الأول ؟

التعبير عن طاقة النظام تأخذ الآن الشكل

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 Z}{r} \qquad (٢٧ أ)$$

والتأمل الخطى يبين لنا أن المناقشة الخاصة بحالة ذرة الهيدروجين مازالت سارية المفعول ، بشرط أن نستبدل ثابت التركيب الدقيق α بالكمية αZ . وبقول آخر فإن الإلكترون الأول سوف يقيد عند طاقة قدرها

$$e_1 = -Z^2 R_\infty = -Z^2\,(13.6\,\text{eV}) \qquad (٢٧ ب)$$

وعند « مسافة » من النواة قدرها

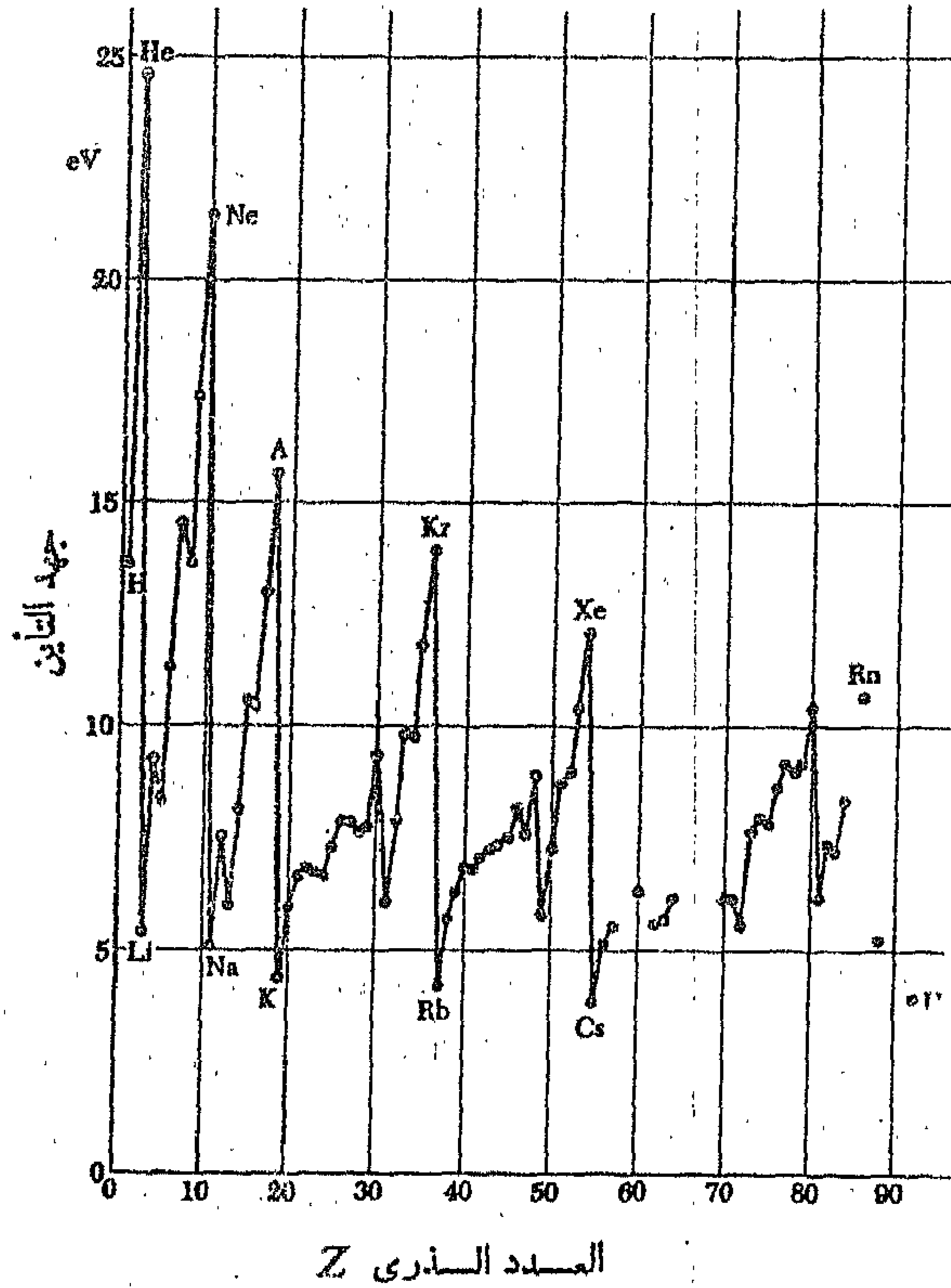
$$r_1 = \frac{a_0}{Z} \qquad (٢٧ حـ)$$

ولقيم Z الكبيرة تكون هذه المسافة صغيرة عند مقارنتها بنصف قطر بوهر a_0 فى ذرة الهيدروجين . الإلكترون الذى تلى إضافته سوف يقيد أيضاً على مسافة صغيرة ، وتكون طاقة الترابط كبيرة بالمقارنة بطاقة تأين الهيدروجين ؛ أما قوة التنافر الكهرستاتيكية بين الإلكترونات فسوف تكون بلاريب أقل Z مرة من قوة التجاذب للنواة . دعنا نعتبر الشكل الذى يبدو عليه الأيون بعد إضافتنا لعدد قليل من الإلكترونات . هذه الإلكترونات سوف تنحصر كلها خلال مسافة صغيرة من النواة ، وإذا كان هناك n من هذه الإلكترونات فإن الأيون يبدى مظهراً « لنواة » شحنتها $(Z-n)e$ خلف نطاق المسافة التى تنحصر خلالها الإلكترونات وعلى هذا فالإلكترون التالى سوف يكون بالضرورة مقيداً إلا إذا كان العدد $(Z-n)$ صغيراً ، ولكنه سوف يكون أقل ارتباطاً من الإلكترون الأول ، ويمكن على هذا أن نتصور بأن الإلكترونات المتتابعة سوف تكون أقل فأقل ارتباطاً ، وبعد أن نكون قد أضفنا عدد $(Z-1)$ من الإلكترونات فإن الأيون يظهر كسحابة ذات شحنة قدرها e ، وذات حجم يقارب نصف قطر بوهر a_0 . وعلى هذا سوف تكون طاقة الربط للإلكترون الذى أضيف أخيراً من رتبة R_∞ ، أى من رتبة عشرة إلكترون فولت . والحجم النهائى للذرة سيكون من رتبة نصف قطر بوهر a_0 .

٢٨ – هذه بالتأكيد صورة تقريبية إلى حد كبير . لاحظ أننا لم نبرهن ولا حتى جعلنا ممكناً فكرة أن السحابة الإلكترونية ذات « تركيب طبقى » . وكانت مناقشتنا على أى حال قائمة على تلك الفكرة ؛ نحن « بنينا » الذرة بطريقة خاصة .

إنها لحقيقة أنه لكى نفهم حقاً تركيب الذرات يجب علينا أن نلاحظ مبدأ أساسياً للفيزياء لم نذكره بعد والذى يعتبر غريباً تماماً على الفيزياء الكلاسيكية . والمبدأ معروف بمبدأ الإستبعاد . وينص على أنه لايمكن

أبداً لإلكترونين أن يكونا فى نفس حالة الحركة فى ذرة ما . فالإلكترونات « تتحاشى » بعضها البعض . (هذا « التحاشى » شيء مختلف، تماماً عن قانون كولوم (Coulomb) لتنافر جسيمين متماثلى الشحنة ولكى نفهم مبدأ الاستبعاد يتطلب منا معرفة بالميكانيكا الكمية) . فهذا المبدأ هو المفتاح لشرح التركيب الذرى . ويترتب عليه نتائج عميقة الأثر ، وقد يكون الكون مختلفاً بدرجة لايمكن تصورها إذا لم تراع الطبيعة هذا المبدأ . أن يكون الأمر على هذا النحو ليس بالتأكيد واضحاً عند هذه المرحلة .



شكل ٢٧ أ : رسم بيانى يوضح جهود التأين للذرات مقابل العدد الذرى . جهد التأين هو الطاقة اللازمة لانتزاع الكترون واحد من الذرة المتعادلة . نحن نرى أن هذه الطاقة هى بالتقريب من نفس رتبة الكبر لكل الذرات ، أى من رتبة 10 eV .

والقارىء الملم ببعض الكيمياء سوف يلاحظ على الفور أن هناك ارتباطاً واضحاً بين مقدار جهد التأين والخواص الكيميائية للعنصر . ويكون جهد التأين على وجه الخصوص كبيراً للغازات الخاملة ، وصغيراً على وجه الخصوص للمعادن القلوية .



وولفانج باولى (Wolfgang Pauli) ولد عام ١٩٠٠ فى فينا بالنمسا ، وتوفى عام ١٩٥٨ . بعد انتهائه من رسالة الدكتوراه فى الفلسفة فى عام ١٩٢١ أمضى باولى بعض الوقت فى جامعة جوتنجن (Gottingen) وفى معهد التكنولوجيا (ETH) فى زيورخ بسويسرا . وقد تسلم جائزة نوبل فى عام ١٩٤٥ .

وكان باولى واحداً من أعظم الفيزيائيين النابغين فى هذا القرن . وقد قدم إسهامات هامة فى مجالات كثيرة ، تمتد من التركيب الذرى إلى نظرية المجالات الكمية والجسيمات الأولية . وقد تميزت أعمال باولى بالرؤية الفيزيائية الثاقبة وكذلك بالمهارة الرياضية الفائقة ، وقد كان معروفاً (ومرهوباً) كناقد صارم للأفكار المبهمة . وربما يعتبر اكتشافه لمبدأ الاستبعاد والعلاقة بين اللف المغزلى والإحصاء من أشهر إنجازاته .

(صورة بالإذن من *Physics Today*)

وقد اكتشف وولفجانج باولى (Wolfgang Pauli) فى عام ١٩٢٤ مبدأ الاستبعاد من تدبر الحقائق العملية للفيزياء الذرية كما كانت معروفة فى ذلك الوقت. (+)

٢٩ – وعلى هذا تعتبر مناقشتنا ناقصة إلى حد بعيد ، ولكنها على أى حال تعطينا صورة ما عن طبيعة الذرات الثقيلة . وينتج عن هذه الصورة أن الانتقالات فى الحالة الحركية للإلكترونات الخارجية (قصية البعد عن النواة) أو الإلكترونات الضوئية سوف تتضمن طاقات من رتبة الإلكترون فولت ، والتى تناظر تقريباً الأطوال الموجية للفوتونات المنبعثة فى المنطقة الضوئية ، أى فى فترة الطاقة 3.0 eV — 1.8 ، أى فترة الطول الموجى 7000 — 4000 Å . أما الإنتقالات التى تتضمن الإلكترونات الداخلية فإنها بالمقارنة تناظر طاقات أكبر بكثير ، قد تصل إلى 70 keV (= 70,000 eV) ، أى تناظر أطوال موجية تنخفض إلى 0.2 Å . فهذه الفوتونات تقع فى نهاية المنطقة فوق البنفسجية أو فى منطقة أشعة X . وتتوقف طاقات الانتقال هذه على العدد الذرى Z كما هو مبين بالمعادلة (٢٧ ب) .

نلاحظ أن حجم الذرة النمطى الذى هو فى حدود 1 Å يعتبر صغيراً بالمقارنة بالطول الموجى للفوتونات الضوئية . هذا الأمر هو أحد النتائج المترتبة على صغر ثابت الترابط α . ولكى نتبين ذلك علينا أن نطبق الإعتبارات التالية : فطاقة الترابط للإلكترون الضوئى تكون من رتبة α^2mc^2 . وطاقات الإنتقال المميزة للإلكترونات الضوئية هى من نفس رتبة الكبر ، بالتأكيد لايمكن أن تكون أكبر . ويكون انتقال واحد من الإلكترونات الخارجية بين حالتين شبه مستقرتين مصحوباً بانبعاث أو امتصاص فوتون ذى طاقة مساوية للفرق فى الطاقة بين المستويين ، وعلى هذا يكون الطول الموجى المناظر لهذا الفوتون من رتبة

$$\lambda_{\text{opt}} \sim \frac{2\pi\hbar c}{\alpha^2 mc^2} = \frac{2\pi a_0}{\alpha} \approx 1000\, a_0 \qquad (\text{٢٩ أ})$$

الأمر الذى يفسر رتبة كبر نسبة الطول الموجى إلى حجم الذرة .

٣٠ – لقد اكتسبنا الآن فهماً لابأس به عن رتب الكبر الهامة فيما يختص بالفيزياء الذرية ، دعنا الآن نحاول شيئاً بخصوص الجزيئات . والمسألة الحاسمة هنا هى أن نفهم الإرتباط الجزيئى ؛ لماذا تكون الذرات فى بعض الأحيان جزيئات مستقرة وفى حالات أخرى لاتكون مثل هذه الجزيئات ؟ إن فهم حقيقة هذه المسائل يتطلب طرقاً أكثر تطوراً من التى استخدمت فى حالة الذرات . يمكننا على أى حال محاولة الإجابة على جزء صغير من السؤال العام ، وقد نتساءل : بفرض أن الذرات تكون بالفعل جزيئات مستقرة فى بعض الحالات ماهى طاقة الترابط المميزة وما هى المسافة البينية المميزة لذرتين فى جزىء ؟

دعنا نفترض أبسط الحالات ، على وجه التحديد جزىء (الهيدروجين) الذى هو حالة ترابط بروتونين وإلكترونين . ونحاول تقدير طاقة الترابط والمسافة الفاصلة بين النواتين من خلال دليل مبنى على الأبعاد ؛ وعلى هذا يخص دليلنا تلك الحالات المثلى التى يتم فيها الترابط كما هو الحال فى جزىء الهيدروجين .

(+) † W. Pauli, "Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren," *Zeitschrift für Physik* 31, 765 (1925).

حيث أن البروتون أثقل بكثير من الإلكترون ، فإن حركة البروتون لاتلعب دوراً أساسياً فى تحديد الحالة الأرضية لجزىء الهيدروجين . وكتقريب أولى يمكن للمرء فى الحقيقة أن يعتبر أن البروتونين ساكنين عند مسافة انفصال d ، وأن هذين البروتونين محاطان « بسحابة » الإلكترونين . فإذا تصورنا أن طاقة الحالة الأرضية للإلكترونين دالة فى المسافة d الفاصلة بين البروتونين ، فإن هذه الطاقة سوف تتخذ أصغر قيمة لها عند قيمة معنية للمسافة d ، ويكون لدينا جزىء مستقر عند هذه الطاقة . مسألتنا هذه تقع خارج حدود النظرية النسبية ، وحيث أننا اعتبرنا أن البروتونات لانهائية الثقل فإن الثوابت المتاحة هى فقط m ، $\hbar$ و e . عندئذ تكون الطاقة « الطبيعية » الوحيدة هى R_∞ والمسافة « الطبيعية » الوحيدة هى نصف قطر بوهر a_0 . هاتان الكميتان يجب إذن أن تكونا مميزتين لجزىء . ودراسة متأنية تؤكد هذا التوقع الذى هو أيضاً على وفاق مع الحقائق التجريبية . فطاقة الترابط الفعلية لجزىء الهيدروجين حوالى 4.5 eV كما أن متوسط انفصال البروتونين فى حدود 0.75 Å .

تعتبر هذه القيم نموذجية للجزيئات على وجه العموم ؛ فطاقات الترابط الجزيئية تقع فى حدود 10 eV — 1 والمسافات البينية للأنوية تقع فى حدود واحد أنجشتروم ، أى فى حدود 10^{-8} cm .

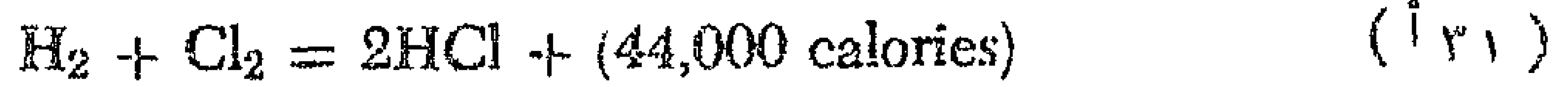
نفس « الآلية » التى تؤدى إلى ترابط الجزىء هى التى تؤدى إلى الترابط فى المواد الجامدة ، والمسافة البينية المألوفة بين ذرتين متجاورتين فى المادة الجامدة هى أيضاً فى حدود 1 A .

جدول ٣٠ أ خواص الجزيئات ثنائية الذرة المختارة عشوائياً إلى حد ما

الجزىء	المسافة بين الأنوية A	طاقة التحلل eV
AgH	1.62	2.5
BaO	1.94	4.7
Br_2	2.28	1.97
CaO	1.82	5.9
H_2	0.75	4.5
HCl	1.27	4.4
HF	0.92	6.4
HgH	1.74	0.38
KCl	2.79	4.42
N_2	1.09	9.76
O_2	1.20	5.08

٣١ — هذه التقديرات تهيىء لنا الآن فهماً لمقادير الطاقة المحررة أو التى تمتص فى تفاعل كيميائى . فالعملية الأولية فى تفاعل كيميائى هى أن جزيئين مختلفين أو أكثر يتصادمان ليكونا جزيئاً جديداً أو أكثر . والطاقة المصاحبة لإعادة مثل هذا الترتيب للذرات فى جزيئات جديدة يجب أن تكون من رتبة طاقات الترابط الجزيئية النمطية أى فى حدود 10 eV — 1 لكل عملية أولية . وعلى هذا تكون طاقات التفاعل الحجمى من رتبة $(1 — 10) \times N_0$ إلكترون فولت لكل جرام جزيئى أو على وجه التقريب 20,000—200,000cal/mal

كمثال على هذا يمكننا أن نعتبر احتراق غاز الأكسوجين فى جو من الكلورين ، تبعاً التفاعل .



$$H_2 + Cl_2 = 2HCl + (44,000 \text{ calories}) \qquad (٣١ أ)$$

وتكون رتبة الكبر متوافقة مع تقديرنا .

٣٢ – توجد سمة طريفة تختص بالوحدات العيانية تستحق التعليق . لقد ذكرنا أن وحدات cm ، gm و sec تشير إلى الخصائص الإنسانية ، وعلى هذا فإننا لاننده‍ش إذا كانت هذه الوحدات غير مناسبة على على وجه الخصوص لمناقشة الذرات . إلا أن إحدى هذه الوحدات تبدو ، على أى حال ، فى مكانه خاصة : على وجه التحديد الفولت كوحدة للجهد إذ أن الإلكترون فولت المشتق يكون « مناسباً تماماً للذرات » . أيكون هذا محض صدفة ؟

والجواب بالنفى . فقد اختيرت أصلا وحدة الفولت بحيث تكون القوة الدافعة الكهربية (EMF) للخلية الفولطية من رتبة واحد فولت . والحقيقة أن القوة الدافعة الكهربية لخلية قياسية من الكادميوم – زئبق قريبة جداً من واحد فولت . ونحن نعلم أن عمل مثل هذه الخلية يتم على أساس التفاعل الكهركيميائى الذى يتم داخل الخلية ، فكل إلكترون يترك قطب التوصيل للبطارية يعنى أن عملية كيميائية أولية يجب أن تكون قد تمت . وفى كل عملية كيميائية أولية تتحرر طاقة ولتكن X eV ، هذه الطاقة قد تتحول خارج البطارية إلى طاقة ميكانيكية أو حرارية . فإذا كانت القوة الدافعة الكهربية للبطارية هى U فلابد وأن نحصل على $Ue = X$ ، وبسبب الاختيار لوحدة الفولت تكون U من رتبة واحد فولت ، وبناء على ذلك فإن طاقة التفاعل الكهركيميائية النموذجية تكون من رتبة واحد إلكترون فولت .

هذا يشرح سر ملاءمة الإلكترون فولت كوحدة طاقة فى الفيزياء الذرية والجزيئية ، فالفولت فى الواقع هو « وحدة ذرية » !

حقائق الفيزياء النووية ذات الأهمية الجوهرية

٣٣ – البروتونات والنيوترونات هى لبنات بناء الأنوية . وتشترك البروتونات والنيوترونات فى كثير من الخواص الفيزيائية الهامة ، وغالباً ماتعتبران كحالتين مختلفتين لشحنة جسيم « وحيد » يسمى **بالنيوكليون** (nucleon) . وعلى هذا يوجد النيوكليون على صورتين : صورة مشحونة ، وهى البروتون وصورة متعادلة وهى النيوترون .(+)

وعدد النيوكليونات A فى نواة هو العدد الكتلى أو العدد النيوكليونى . ويعرف عدد البروتونات Z بالعدد الشحنى ، أو ، بالعدد الذرى عندما نتحدث عن الذرة المناظرة .

(+) تم اكتشاف النيوترون بواسطة شادويك (Chadwick) عام ١٩٣٢.

[J. Chadwick, "The Existence of a Neutron," *Proceedings of the Royal Society (London)*, ser. A, **136**, 692 (1932).]

وكتل البروتون والنيوترون هى

$$M_p = (1.00727663 \pm 0.00000008)\ \text{amu} = (938.256 \pm 0.005)\ \text{MeV}/c^2 \qquad (٣٣ أ)$$

$$M_n = (1.0086654 \pm 0.0000004)\ \text{amu} = (939.550 \pm 0.005)\ \text{MeV}/c^2 \qquad (٣٣ ب)$$

إفترض نواة عددها الكتلى A وعددها الشحنى Z . ولتكن كتلتها $M(A, Z)$. الكمية

$$\Delta(A,Z) = (ZM_p + (A - Z)M_n) - M(A,Z) \qquad (٣٣ جـ)$$

تسمى بالخلل الكتلى للنواة . هذه الكمية تكون موجبة وفى هذه الحالة يكون لها تعليل بسيط : وهو أن الكمية $\Delta(A, Z)c^2$ تساوى طاقة الترابط للنواة ، أو الطاقة اللازمة لتحطيم النواة تماماً إلى مكوناتها الأولية أى إلى بروتونات ونيوترونات .

إنها لحقيقة عملية أن طاقة الترابط لكل نيوكليون هى على وجه التقريب نفسها لكل الأنوية المستقرة بمعنى أن :

$$\frac{\Delta(A,Z)c^2}{A} \sim 8\ \text{MeV} \qquad (٣٣ د)$$

هناك بعض الاستثناءات المميزة بين الأنوية الخفيفة جداً ، وهناك أيضاً نقص ضئيل منتظم فى متوسط طاقة الترابط مع زيادة العدد الكتلى A ، كما نرى فى شكل ٣٣ أ .

٣٤ — ويجب أن يلاحظ القارىء أن قيم الكتل المدرجة فى معظم جداول الكتل « النووية » تشير فى الواقع إلى كتل الذرات المتعادلة المناظرة . فإذا كانت $M(A, Z)$ هى كتلة نواة و $\overline{M}(A,Z)$ هى كتلة الذرة المناظرة فإننا نحصل على

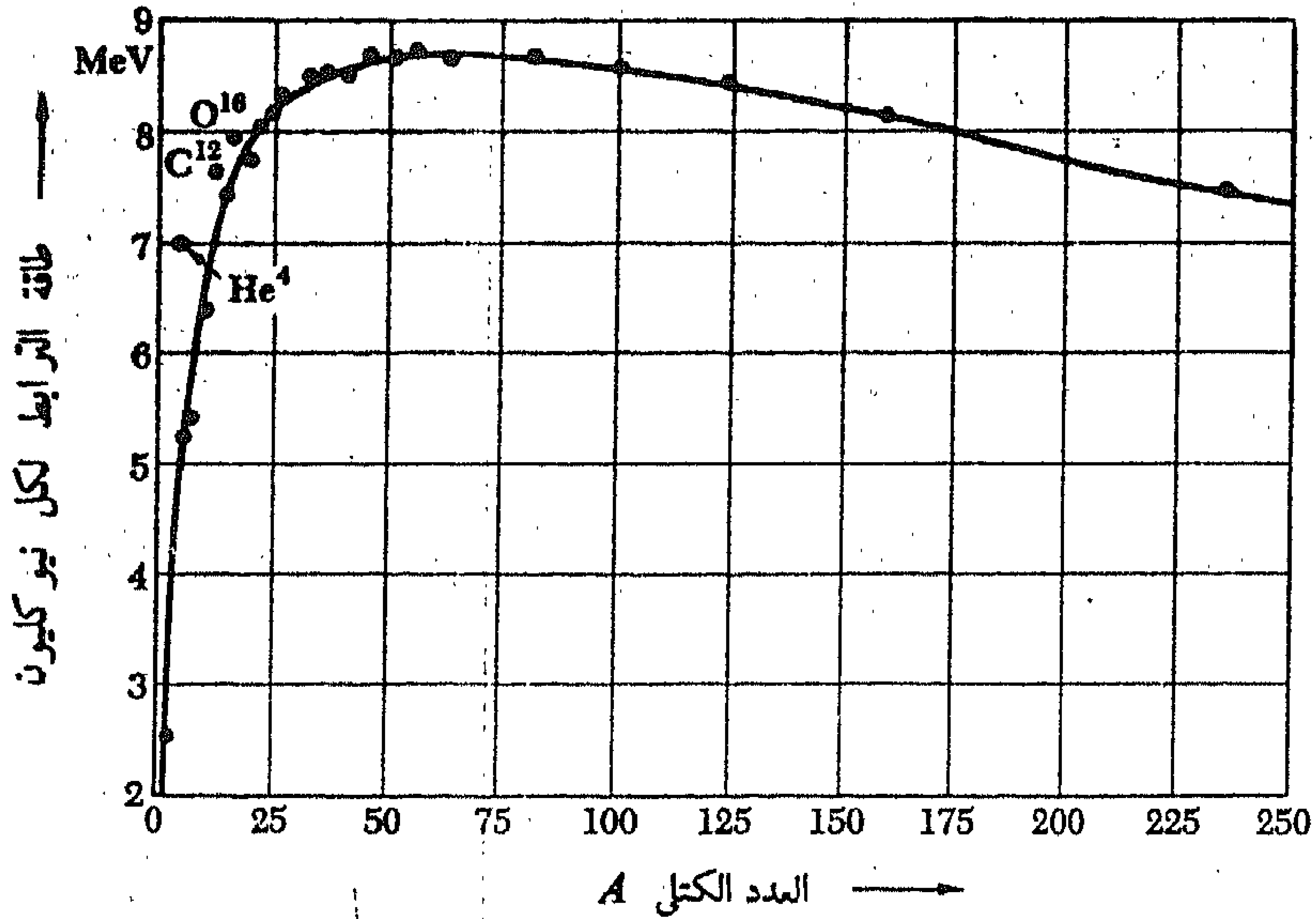
$$\overline{M}(A,Z) \doteq M(A,Z) + Zm - B(Z) \qquad (٣٤ - أ)$$

حيث m هى الكتلة الإلكترونية ، وحيث تعبر الكمية الموجبة $B(Z)$ عن طاقة ترابط كل الإلكترونات فى الذرة .

عندما نعتبر التوازن الطاقى فى تفاعل نووى ، فلن يكون هناك فارق فى معظم الحالات سواء استخدمنا الكتلة النووية الحقيقية أو الكتل الذرية المصاحبة ، لأن مساهمة الكتل الإلكترونية تتلاشى إذا استخدمنا الأخيرة . وتعتبر طاقة الترابط $B(Z)$ صغيرة جداً عند مقارنتها بطاقة الترابط النووية التى تصل إلى 8 MeV لكل نيوكليون وعلى هذا يمكن إهمالها فى أغلب الأحوال .

ويرجع السبب فى تسجيل الكتل الذرية بدلا من الكتل النووية إلى أن الكتل الذرية يمكن قياسها بسهولة أكثر . وذلك من خلال تجارب انحراف فى وجود مجال كهربائى ومجال مغناطيسى مجتمعين فى جهاز معد خصيصاً لهذا الغرض ، ويسمى راسم طيف الكتلة ، ويمكننا تعيين نسب شحن الأيونات إلى كتلها . هذا العمل الذى

ابتداء ج ج طومسون (J. J. Thomson) وف . آستون (F.Aston) ، وأدى إلى معرفة دقيقة لعدد كبير من الكتل الذرية+ .



شكل ۳۲ أ رسم بيانى يوضح طاقة الترابط لكل نيوكليون $\Delta(A, Z)c^2/A$ مقابل العدد الكتلى A . وتشير النقط إلى أنوية خاصة ، بعض منها قد تحددت هويته . وعدم الانتظام الحادث للأنوية الخفيفة جداً لايكون ممثلا جيداً بالمنحنى الناعم ، ولكن لقيم $A > 25$ يكون المنحنى تمثيلا دقيقاً لحقائق .

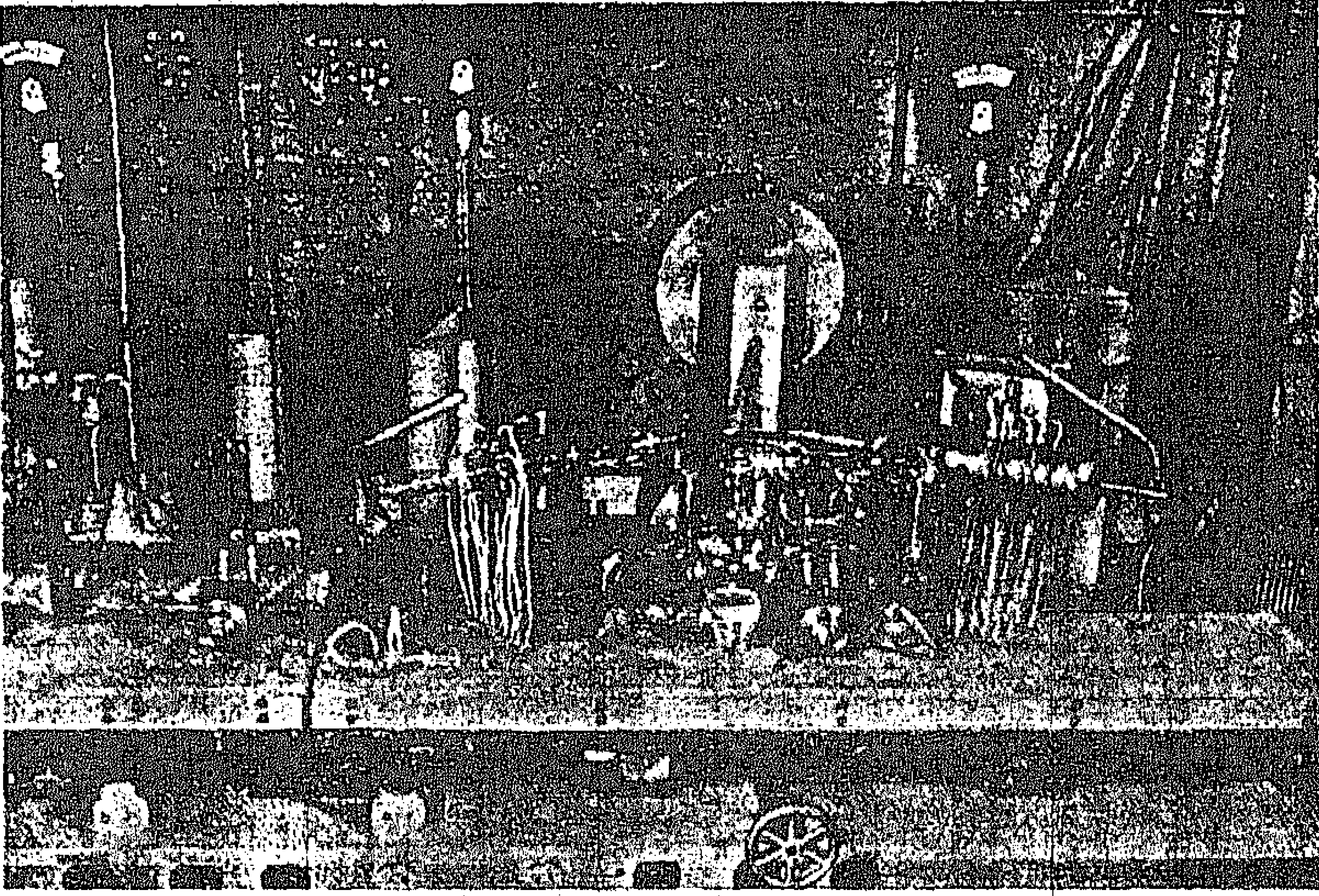
طاقة الترابط لكل نيوكليون هى على التقريب 8 MeV . وبزيادة العدد الكتلى تتناقص ببطء طاقة الترابط لكل نيوكليون . هذا السلوك المنتظم هو نتيجة لطاقة التنافر الكهرستاتيكية للبروتونات داخل الأنوية .

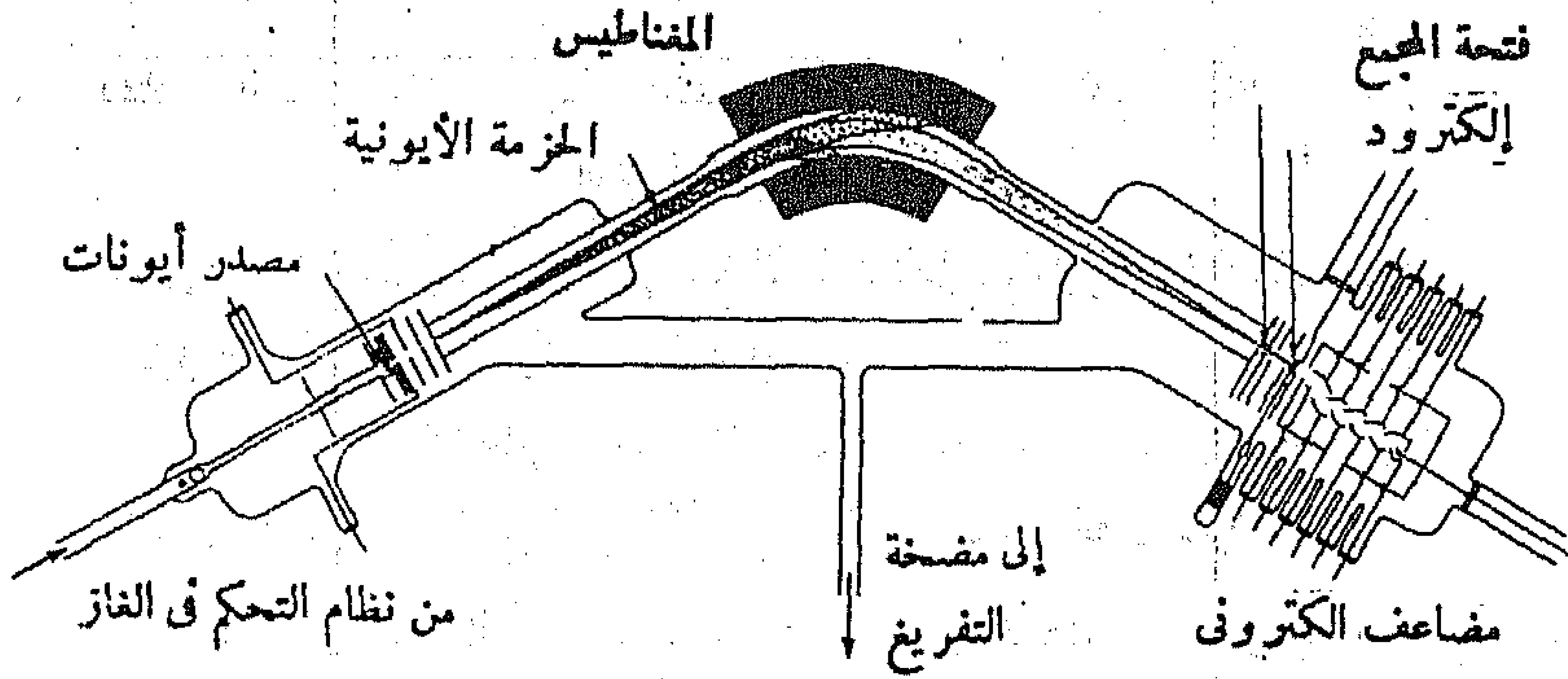
يمكن أيضاً استخدام راسم طيف الكتلة لتعيين الوفرة للنظائر المختلفة فى أحد العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً ، وبمجرد معرفة الوفرة يمكننا الحصول على معلومات حول الكتل « النووية » من الأوزان الذرية الكيميائية .

أخيراً نحصل على معلومات حول الكتل النووية من دراسة كيناتيكا التفاعلات النووية .

٣٥ — النسبة Z/A للعدد الشحنى إلى العدد الكتلى تسلك سلوكاً منتظماً كدالة فى العدد الكتلى A . وللأنوية غير الثقيلة جداً ، ولنقل لقيم A الأقل من 50 ، تقترب هذه النسبة من ½ ، وكلما تزداد A تقل النسبة ببطء ؛ ولنظير اليورانيوم $_{92}U^{238}$ تأخذ القيمة $Z/A = 0.39$. ونلتقى مرة أخرى بنوع من عدم الانتظام لقيم A الصغيرة جدا ، فالهيدروجين على سبيل المثال له ثلاثة نظائر هى $_1H^1$ ، $_1H^2$ (ديتيريوم) ، و $_1H^3$ (تريتيوم) .

+ F. W. Aston, "Isotopes and Atomic Weights," *Nature* 105, 617 (1920). Also F. W. Aston, *Mass Spectra and Isotopes* (Edward Arnold and Company, London, 1942).

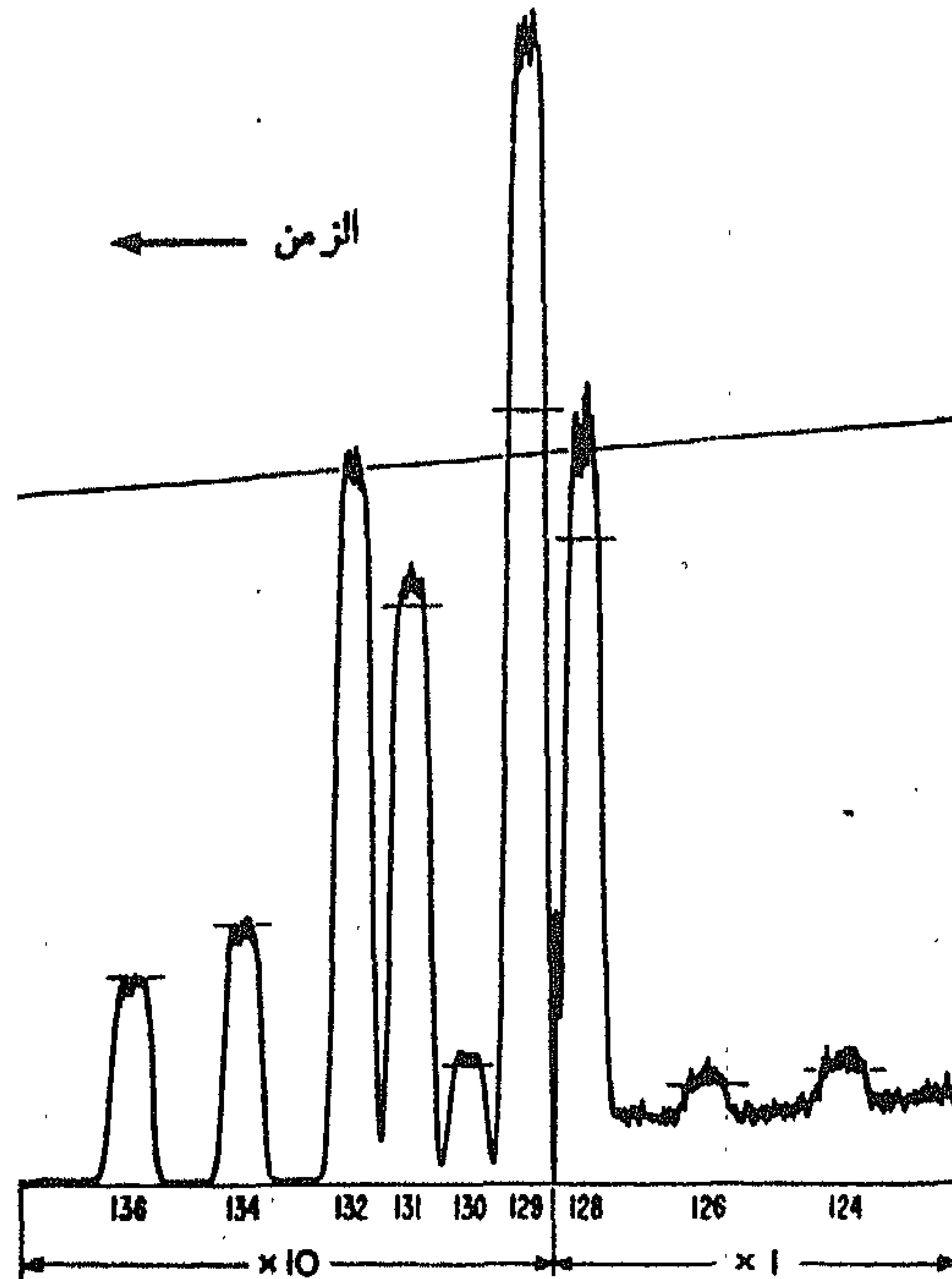




شكل ٣٤ أ – ب مطياف الكتلة المصمم لتحليل الغازات الخاملة من النيازك الحجرية . الغرض هنا ليس قياس الكتل الذرية بدقة ولكن تعيين الوفرة النسبية لنظائر المنصر (زينون) كما هى موجودة فى النيزك . والنتائج التى نحصل عليها يمكن أن تستخدم لتقدير عمر النيزك ، الأمر الذى له أهمية كبيرة فى محاولتنا لفهم أصل وتطور النظام الشمسى . لوصف هذا العمل أنظر

J.H. Reynold, « The age of the elements in the sclar system, » Scientific American 203 ,171 (Nov. 1960) .

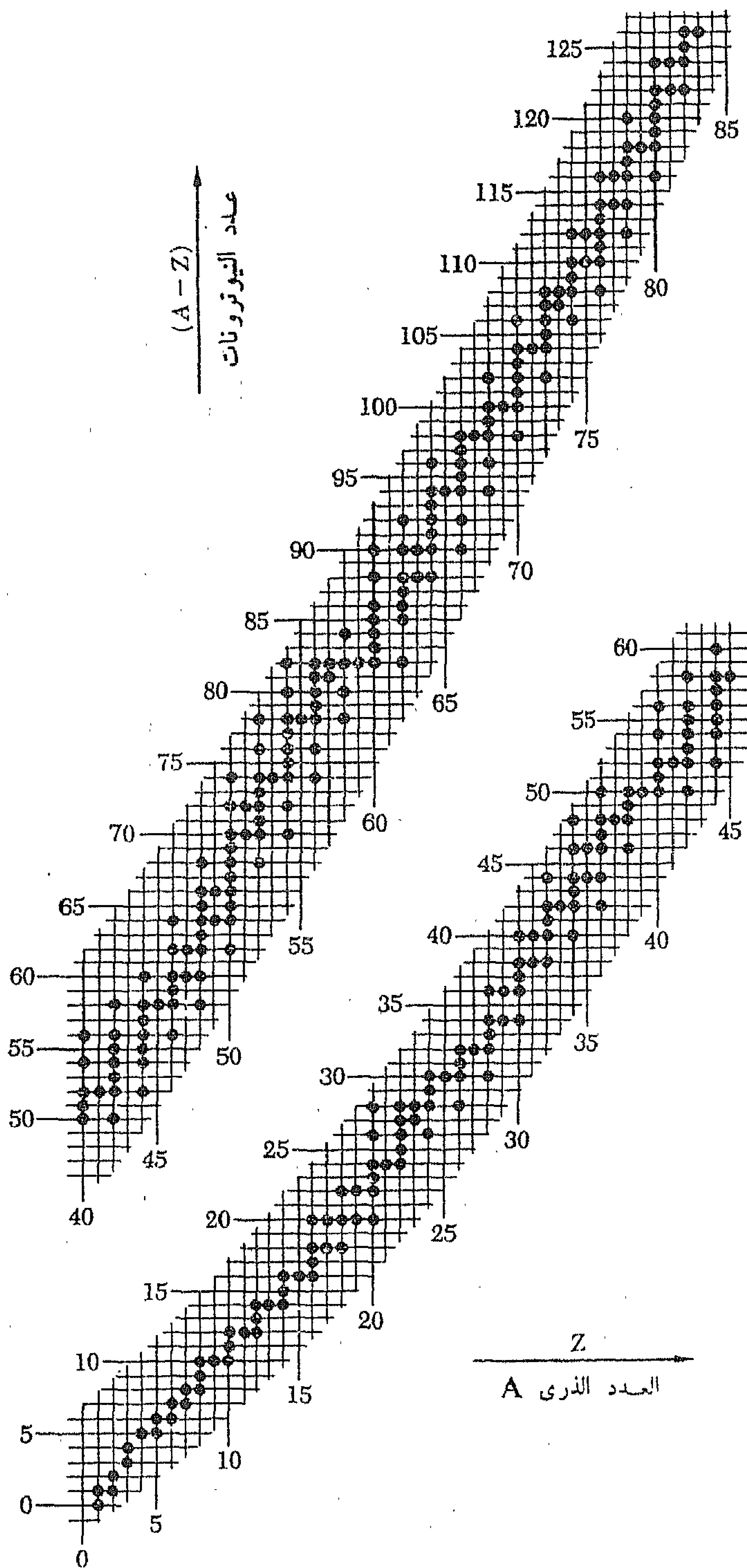
صورة الجهاز الموضحة بماليه ، ومبدأ العمل يمكن فهمه بالرجوع إلى الرسم الموضح بأسفل . عينة الغاز الخامل التى تمرر من الجهة اليسرى فى الغلاف الزجاجى المفرغ تتأين داخل المصدر الأيونى بعد قذفها بالإلكترونات ، وتعجل الأيونات ثم تنحرف بواسطة المجال المغناطيسى المثبت فى الوسط . (يمكن رؤية قطبى المغناطيس وملفاته فى وسط الصورة) . وتنحرف النظائر المختلفة بدرجات مختلفة ، وبتغيير شدة المجال المغناطيسى يمكن قياس التيار الكهربى المار خلال فتحة المجمع – الذى على اليمين – لكل نظير على حده . وتتناسب وفرة النظير مع التيار . ومن أجل الحصول على تجميع جزئى لحزم الأيونات يكون المجال المغناطيسى على شكل إسفين . (التوضيحات بالأذن من *Prof. J. D. Reynolds, Berkeley*) .



شكل ٣٤ جـ طيف كتلى مسجل بواسطة الجهاز المبين فى شكل ٣٣ أ — ب لعنصر الزينون المستخلص من نيزك حجرى . الشكل مأخوذ من ج . هـ رينولدز (J. H. Reynolds) ، « تحديد عمر العناصر » ، *Physical Review Letters* 4, 8 (1960) وتبين الشرط الأفقية القصيرة الوفرة النظائرية لعينات أرضية لعنصر الزينون ، وكما نرى ، فان عينة النيزك غنية بالنظير Xe^{129} . لاحظ أن الشكل مرسوم على مقياسين رأسيين مختلفين . (بالأذن من *Physical Review Letters*)

بعض الأنوية تكون فى حالة مستقرة ، ويكون البعض الآخر فى حالة غير مستقرة إذ تضمحل من خلال إشعاع جسيمات أو أشعة جاما . وعلى هذا فإن أغلب الأنوية الموجودة حالياً إما أن تكون مستقرة تماماً أو أن تكون أزمنة أعمارها طويلة جداً ؛ حيث أنها إن لم تكن كذلك لكانت قد اضمحلت فى مرحلة زمنية مبكرة من تاريخ الأرض وانتهت إلى عدم . أما الأنوية المتكونة فى التفاعلات النووية فقد تكون أزمنة أعمارها قصيرة جداً ، أى تبلغ بضعة أجزاء صغيرة من الثانية . وعندما يكون زمن العمر قصيراً جداً فاننا غالباً ما نتحدث عن وجود حالة مثارة للنواة ، خاصة إذا ما حدث الاضمحلال خلال انبعاث أشعة جاما ، وفى هذه الحالة تبقى قيمتا كل من A و Z ثابتة .

هناك فى الوقت الراهن حوالى 900 نواة معروفة ، منها حوالى 280 نواة مستقرة . فإذا رسمنا هذه الأنوية فى مستوى (Z, A) ، فإن النقط التى تمثل الأنوية المنفردة تميل إلى التجمع على شكل منحنى ناعم ، مما يتفق مع ما ذكرناه آنفاً . (أنظر شكل ٣٥ أ) . وكلما أزيحت النواة بعيداً عن « المنحنى المركزى » كلما أصبحت أقل استقراراً .



شكل ٣٥ أ أنوية مستقرة وأخرى وشبكة الاستقرار .كل الأنوية المعروفة المبينة بالشكل لها أعمار نصف أكبر من 5×10^{10} سنة . هذه النهاية الصغرى قد تم اختيارها لأنها حوالى عشرة أضعاف العمر التقديرى للنظام الشمسى ، والأنوية التى يتضمنها الشكل تكون على هذا طويلة العمر حتى بمقياس الزمن الجيولوجى . ويمثل الاحداثى الراسى فى هذا الشكل (المكون من جزئين) عدد النيوترونات $(A - Z)$ ويمثل الاحداثى الأفقى العدد الذرى Z .ويبدو من الوهلة الاولى أن الأنوية تتجمع حول منحنى ناعم . بالنسبة للأنوية الخفيفة يكون عدد البروتونات مساويا تقريبا لعدد النيوترونات ، ولكن مع زيادة العدد الذرى تكون الزيادة فى عدد النيوترونات أسرع .

أما ظهور نمط الأنوية على هيئة درج فينبثق من حقيقة أن استقرار النواة يتوقف على ما اذا كان عدد البروتونات وعدد النيوترونات زوجيا أو فرديا ، كما يلى : الأنوية الزوجية ـ الزوجية تكون أكثر استقرار أما الأنوية الزوجية ـ الفردية (والفردية ـ الزوجية) فتكون أقل استقرارا ، فى حين أن الأنوية الفردية ـ الفردية غالبا ما تكون غير مستقرة ، ويجب على القارىء أن يدرس الشكل باتقان حتى يرى كيف تؤكد هذه القواعد ذاتها . يوجد عدد قليل جدا من الأنوية الفردية ـ الفردية على الشكل البيانى . كما توجد عند بعض اعداد النيوترونات وعند بعض اعداد البروتونات « فجوات » مناظرة لغياب الأنوية المستقرة . لاحظ أن هذه الحالات تحدث دائما عندما يكون عدد البروتونات أو عدد النيوترونات فرديا .

٣٦ – لقد وجد بالتجربة أن النواة حجماً محدداً تماماً ويمكن اعتبارها كرة من مادة نووية نصف قطرها

$$r \cong r_0 A^{1/3} \qquad \text{where } r_0 = 1.2 \times 10^{-13}\ \text{cm} = 1.2\ \text{fermi} \qquad (٣٦\ أ)$$

(وغالباً ما نستخدم وحدة فيرمى (fermi) كوحدة أطوال فى فيزياء الجسيمات الأولية ، ووحدة فيرمى = 10^{-13} cm ، وقد استخدمت هذه الوحدة تكريماً للعالم أنريكو فيرمى (Enrico Fermi))

وحيث أن حجم النواة يتناسب مع r^3 ، فهو بالتالى يتناسب مع عدد النيوكليونات A طبقاً للتعبير (٣٦ أ) ، ونستخلص أن كثافة المادة النووية ثابتة تقريباً فى الأنوية المختلفة .

وقد تم تحديد حجوم الأنوية ، كما يلخصها التعبير (٣٦ أ) ، من تجارب متنوعة+ أكثرها تحديداً يتضمن قياس مساحة المقطع المستعرض الذى تعرضه النواة لحزمة من الجسيمات ذات الطاقة العالية فى تجربة الاستطارة .

٣٧ – لنحاول الآن أن نذكر شيئاً عن طبيعة القوى التى تحفظ النواة كوحدة متماسكة ، وكل ما لدينا من الدلائل التجريبية يؤكد أن :

(i) القوة النووية ليست ذات طبيعة كهرمغناطيسية ، وبالمقارنة بالقوى الكهرمغناطيسية فإن القوى النووية تفوقها كثيرا فى الشدة .

(ii) القوة النووية قصيرة المدى ، فعندما تزيد المسافة الفاصلة بين النيوكليونات عن 10^{-12} cm فان القوة النووية النوعية تصبح ذات قيمة مهملة .

(iii) القوة النووية النوعية بين بروتونين هى نفس القوة بين نيوترونين . بالإضافة إلى ذلك فالقوة النووية بين بروتونين هى من نفس طبيعة القوة النووية بين بروتون ونيوترون ؛ ويمكن القول بأنهما نفس الشىء ، على الرغم من أن هذا القول يتطلب بالفعل بعض التحفظ .

وتأتى الدلائل على صحة هذه النصوص الثلاثة من تجارب الاستطارة علاوة على الدراسة المنهجية للأنوية المستقرة والأنوية ذات النشاط الإشعاعى ومستويات طاقة أنظمتها ، وبخاصة النص الخاص بالمدى القصير للقوة النووية الذى يمكن التحقق منه كما يلى : نقذف نواة ببروتونات معجلة إلى طاقات عالية بواسطة معجلات وندرس استطارة البروتونات من النواة . عندما يكون البروتون بعيداً عن النواة (أى أبعد من 10^{-12} cm — 10^{-11}) ، تكون القوة الوحيدة الفعالة هى قوة تنافر كولوم . ويمنع هذا التنافر البروتون من أن يقترب من النواة اقتراباً كافياً يسمح للقوة النووية بأن تصبح فعالة إلا إذا كانت طاقة البروتون عالية بدرجة كافية . فإذا كان النص الخاص بالمدى القصير للقوى النووية صحيحاً فإننا نتوقع أن البروتونات (أو جسيمات ألفا ، كما فى تجربة رذرفورد Rutherford) ذات الطاقات غير العالية جداً سوف تستطير وكأنما قوة تنافر كولوم هى القوة الوحيدة الفعالة . ويمكننا على هذا اختبار النص (ii) من خلال تحليل مفصل لتجارب الإستطارة والخلاصة تكون كما ذكرنا .

+ R. Hofstadter, "Structure of Nuclei and Nucleons" (Nobel address), *Science* 136, 1013 (1962).



إنريكو فيرمى (Enrico Fermi) ولد عام ١٩٠١ فى روما ، وتوفى عام ١٩٥٤ ، وتسلم شهادة الدكتوراه فى عام ١٩٢٢ من مدرسة الطبيعة العليا فى بيزا بإيطاليا . ثم أصبح أستاذاً للطبيعة النظرية بجامعة روما فى عام ١٩٢٦ ، وترك فيرمى إيطاليا عام ١٩٣٨ . وبعد أن شغل منصب الأستاذية فى جامعة كولومبيا ذهب إلى جامعة شيكاغو عام ١٩٤٢ ، حيث مكث بها لحين وفاته . وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٣٨ .

أما إسهامات فيرمى فى الفيزياء فإنهما مذهلة من حيث اتساع مداها ولا يمكن لموجز قصير أن يفيه حقه . من باكورة أعماله يمكن أن نذكر ابتكاره لما يسمى بإحصاء فيرمى – ديراك للجسيمات (تم فى نفس الوقت ومستقلا عن ديراك الذى أدى نفس العمل) ، ونظريته الكمية الناجحة جداً عن اضمحلال بيتا . وكان عمله الرئيسى فى مجالات الفيزياء النووية والجسيمات الأولية . ومن بين الموضوعات المتعددة التى درسها فيرمى يمكن أن نذكر النشاط الإشعاعى الإصطناعى ، النيوترونات البطيئة ، الإنشطار النووى والتفاعلات المتسلسلة ، وتفاعلات بيون – نيوكليون البينية . كان فيرمى واحداً من الفيزيائيين القلائل جداً الذين أنجزوا أعمالا بارزة فى الفيزياء النظرية والتجريبية على السواء .

(صورة بالأذن من *Professor E. Segrè, Berkeley*)

حيث أن البروتونات جسيمات مشحونة فإنه يمكن التأثير عليها بقوى كهراستاتيكية ، كما أن بروتونين فى نواة سوف يمارسان بالتأكيد قوى تنافر كولومية على بعضهما البعض . ومن الناحية العملية تكون القوى الكهرمغناطيسية هى القوى الوحيدة المؤثرة عند مسافات أكبر بكثير من 10^{-12} cm ، وتسود القوة النووية عند مسافات أصغر من ذلك . وتلعب بالفعل القوى الكهرمغناطيسية دوراً فى التركيب وإن كان دوراً غير فعال .

فى هذا الصدد يجب أن ينص صراحة على أن **الإلكترونات لا تتأثر البتة بالقوى النووية النوعية** ؛ فالقوى المعنوية المؤثرة على الإلكترونات هى فقط القوى الكهرمغناطيسية .

٣٨ — دعنا نستطرد قليلا حول حقيقة أن القوة النووية الشديدة هى قوة ذات مدى قصير . بناء على ما نعتقده حالياً فإن السلوك العام لتلك القوة ، الفعالة بين نيوكليونين ، يكون مثلا بدرجة معقولة بدالة الجهد $U(r)$ ذات الصيغة

$$U(r) \approx C\left(\frac{b}{r}\right)\exp\left(-\frac{r}{b}\right) \qquad (\text{٣٨ أ})$$

يشترط أن تكون المسافة r الفاصلة بينهما أكبر من 10^{-13} cm + ويعتبر الثابت b مقياساً لمدى القوة ؛ وقيمته هى $b = 1.4 \times 10^{-13}$ cm أما الثابت C فيعبر عن شدة القوة . وطبيعة القوة عند المسافات الأقصر من 10^{-13} cm معقدة إلى درجة كبيرة كما أن فهمنا لها محدوداً جداً فى وقتنا الراهن .

يجب أن نؤكد بأن دالة الجهد $U(r)$ لا تصف بدقة التفاعل بين نيوكليونين ولكنها تمثل بالفعل السمة الهامة الغالبة لهذا التفاعل وهى أن **الجهد يتناقص أسياً مع المسافة** .

دعنا نرى ما الذى يعنيه هذا فى الحقيقة . عند المسافة $r = b$ نجد أن $U(b) = C/e$. (هذا الثابت يكون فى حدود 10 MeV) . وعند مسافة $r = 10\,b = 1.4 \times 10^{-12}$ cm يؤول الجهد إلى : $U(10b) = (0.1C)\exp(-10) \sim 5\times10^{-6}C$. أما عند المسافة $r = 100b = 1.4\times10^{-11}$ cm فيصبح الجهد $U(100b) = (0.01C) \times \exp(-100) \sim 10^{-45}C$. ويمكننا أن نستخلص من هذا التمرين العددى أنه عندما تزيد المسافة الفاصلة بين نيوكليونين عن 10^{-11} cm ، فإن القوة النووية تكون ذات قيمة مهملة تماماً . وللأغراض العملية لا توجد قوة نووية بعد المسافة المذكورة .

يجب على القارئ أن يفكر بحرص حول هذه المسألة . فعند النظرة الأولى يبدو التعبير (٣٨ أ) مشابها لجهد كولوم . إلا أن العامل الأسى هو الذى يؤدى إلى الفروق الشاسعة بينهما . وتمريننا العددى قصدنا به أن نشعر القارئ بهذه الحقيقة .

وعلى هذا فإن القوة النووية النوعية بين الأنوية سواء فى الجزيئات أو المواد الجامدة ليس لها وجود من الناحية العملية ، وفى مثل هذه الحالات تتهيأ الفرصة للقوى الكهرمغناطيسية لكى تلعب دوراً أساسياً .

+ فى الفصل التاسع سوف نقدم شرحا نظرياً لصيغة دالة الجهد هذه .

أما عند المسافات الصغيرة $r \sim 10^{-13}$ cm ، فتكون القوة النووية النوعية أكثر شدة من القوى الكهرمغناطيسية وبذلك تؤدى القوى الأخيرة دوراً ثانوياً . أن يكون هذا هو الحال فأمر واضح مباشرة من حقيقة أن الأنوية موجودة . فى حين أن قوى التنافر الكهراستاتيكية تحاول أن تفرق بين الجسيمات المشحونة فى النواة ، فان القوى النووية تحاول أن تجمع بينها ، وتكون القوى النووية هى الغالبة لأنها الأكثر شدة .

٣٩ – بما أن طاقة الترابط النمطية للنواة هى من رتبة 8 MeV لكل نيوكليون ، فإننا نتوقع أن تتضمن تحولات الأنوية طاقات فى حدود 1 MeV . وفى الحقيقة تقع الطاقات التى تنبعث بها الجسيمات المادية والفوتونات (أشعة جاما) من الأنوية فى المدى النمطى 100 KeV إلى 10 MeV .

وعلى هذا فإن الطاقات التى تتضمنها التفاعلات النووية تكون على قدر من الكبر يختلف تماماً عن تلك الطاقات التى تتضمنها التفاعلات الكيميائية ، ومن هذا نستطيع أن نفهم مباشرة لماذا لا تتأثر الأنوية بالعمليات الكيميائية . وتكون الأنوية – من وجهة نظر الكيمياء والفيزياء الذرية – مجرد كرات صغيرة مشحونة ، صلبة ، ثقيلة وغير قابلة للإنقسام .

سبق أن استخلصنا عند مناقشتنا للذرات أن الطول الموجى للفوتون الضوئى يكون كبيراً عند مقارنته بقطر الذرة . وجدير بالملاحظة أن الوضع مماثل فى الفيزياء النووية . فإذا اعتبرنا أشعة جاما ذات الطاقة 1 MeV التى هى طاقة الانتقال النمطية ، نجد أن قيمة الطول الموجى المناظر هى 1.2×10^{-10} cm $=$ 1200 fermi ، وهو مقدار كبير عند مقارنته بالقطر النمطى للنواة .

القوى التثاقلية والكهرمغناطيسية

٤٠ – يجب أن نوضح الآن لماذا نهمل القوى التثاقلية فى مناقشتنا للذرات ، الجزيئات والأنوية . من أجل هذا الغرض سوف نحسب نسبة القوة التثاقلية إلى القوة الكهرستاتيكية بين بروتونين . هذه النسبة لا تتوقف على المسافة بين البروتونين وبذلك نحصل على

$$\frac{M_p{}^2G/r^2}{e^2/r^2} = \frac{M_p{}^2G}{e^2} = 8.1 \times 10^{-37} \qquad (٤٠ أ)$$

حيث أدخلنا القيمة $G = 6.67 \times 10^{-8}$ dyne cm^2 gm^{-2} للتعبير عن ثابت التثاقل .

من هذا يتضح أن النسبة بين شدتى القوتين تكون صغيرة جداً جداً ، وفى وجود تفاعلات كهرمغناطيسية نتوقع أن تكون التأثيرات التثاقلية مهملة تماماً . وقد تلعب القوى التثاقلية دوراً فقط إذا كانت كل القوى المعروفة ليست ذات فاعلية ، بمعنى أن دورها يكون مقصوراً على الأجسام (الكبيرة) المتعادلة كهربياً والمتباعدة عن بعضها بمسافات كبيرة بالنسبة للمسافات الذرية النمطية .

إن نظرية أينشتين للنسبية العامة هى نظرية هندسية بحتة للتثاقل ، تتمتع بجمال عظيم وبناء داخلى متماسك . وعلى الرغم من المحاولات المتعددة من جانب أينشتين وآخرين إلا أنه لم يكن ممكناً حتى الآن إدماج قوى الطبيعة الأخرى بطريقة طبيعية فى نطاق هذه النظرية . وبذا تقف ظاهرة التثاقل منفصلة تماماً عن التفاعلات التى تحكم تركيب المادة على المقياس المجهرى ، ويبدو أن الثقل ليس له علاقة البتة بالفيزياء المجهرية ،

وهذا هو سبب إهمال التثاقل فى هذا الكتاب . ويجب أن يلاحظ القارئ أن النسبة المعطاة بالعلاقة (٤٠ أ) ليست سوى النسبة بين ثابت التجاذب فى الوحدات المجهرية الطبيعية وثابت التركيب الدقيق . وليس لدينا مكان لمثل هذا العدد الصغير فى نظرياتنا الحالية لفيزياء الكم . ولكننا نأمل أنه قد يتحقق فى المستقبل وجود حلقة وصل بين موضوعى الفيزياء المجهرية والتثاقلية المنفصلين ظاهرياً ، إلا أننا فى الوقت الراهن لا نملك أية إشارة عن كيفية عبور الفجوة بينهما .

٤١ – دعنا نعتبر الآن شدة المجال الكهراستاتيكى عند مسافة من البروتون قدرها نصف قطر بوهر a_0 . بما أن a_0 تكون من رتبة كبر 10^{-8} cm ، وأن طاقة الجهد الكهراستاتيكية للإلكترون فى ذرة الهيدروجين تكون من رتبة كبر 10 eV ، فن الواضح أن هذا المجال يكون من رتبة كبر 10^{11} Volts/meter ، أو على وجه الدقة

$$E_{\text{atom}} = 5.14 \times 10^{11} \text{ volts/meter} \qquad (٤١ \text{ أ})$$

ويعتبر هذا مجالا قوياً بالمقارنة مع أشد المجالات الكهراستاتيكية العيانية الممكنة والتى هى من رتبة كبر 10^7 Volts/meter ، ومن هذا نستنتج قبل كل شئ أن المجالات الكهربية الخارجية التى يمكن أن ننتجها فى المعمل سيكون تأثيرها على الذرات صغيراً ويكون تأثيرها على الأنوية مهملا تماماً . وعلى الرغم من ذلك فإن هذه التأثيرات تكون ملحوظة ؛ فالمجال الكهربى سوف يفصل كل خط من خطوط طيف الذرة إلى عدة خطوط من نفس التردد تقريباً . تعرف هذه الظاهرة على أنها **أثر شتارك** (***Stark effect***)

وحالة أن المجالات الكهراستاتيكية المؤثرة على الإلكترونات فى داخل الذرة تكون كبيرة بالمقارنة مع المجالات الكهراستاتيكية التى يمكن تحقيقها عيانياً داخل المعمل يمكن فهمها مباشرة على النحو التالى : إن أحد الملامح الهامة للمجال الكهراستاتيكى (كما وصفته معادلات ماكسويل) أنه إذا حفظ هذا المجال داخل أى منطقة فارغة فى الحيز ، فإن شدة المجال تتخذ أكبر قيم لها عند نقطة ما على الموصل . والموصلات على أى حال مكونة من ذرات ، فاذا ما أصبحت شدة المجال على الموصل مقاربة لشدة المجال الذى يحفظ الذرات مع بعضها البعض فإن الموصل سوف يبدأ فى التفكك . وعلى هذا يعتبر التقدير (٤١ أ) النهاية العليا المطلقة للمجالات الكهراستاتيكية العيانية التى يمكن تحقيقها ، وفى الواقع العملى يحدث انهيار كهربائى قبل تحقيق هذه النهاية العليا بمرحلة كبيرة .

٤٢ – اعتبارات مماثلة تنطبق على المجالات المغناطيسية الاستاتيكية العيانية . فالمجالات التى يمكن الحصول عليها فى المعمل يجب أن تكون بالضرورة ضعيفة بمعنى أن تأثيرها على تركيب الذرات لا يمكن أن يكون ذا أثر كبير جداً . ويحدث المجال المغناطيسى أيضاً انفصاماً لخط الطيف إلى مركبات عديدة . وتعرف هذه الظاهرة على أنها **أثر زيمان** (Zeeman effect) .

لكى نحدد نهاية عليا للمجالات المغناطيسية التى يمكن تحقيقها عملياً علينا أن نعين المجال المغناطيسى الذى ينتج نفس كثافة الطاقة التى ينتجها مجال كهربى من رتبة كبر 10^{11} volts/meter ؛ مثل هذا المجال المغناطيسى يكون من رتبة كبر 10^7 جاوس . ويمكن بسهولة إنتاج مجالات مغناطيسية ثابتة فى المعمل تصل شدتها إلى 50,000 جاوس ، أما المجالات التى فى حدود 10^6 جاوس فيمكن إنتاجها لفترات

زمنية قصيرة . وتدلنا الإعتبارات الخاصة بالإجهادات الواقعة على الموصلات الحاملة للتيار الذى ينتج المجالات المغناطيسية على أنه ليس ممكناً أن ننتج مجالات استاتيكية أكبر من 10^7 جاوس ، حيث أن هذه الإجهادات يجب ألا تزيد عن النهايات المحددة بواسطة القوى التى تحفظ تماسك الذرات والجوامد مع بعضها البعض .

٤٣ – **إذا نظرنا إلى شدة المجالات العيانية من وجهة نظر شدة المجالات الطبيعية فى الكهرديناميكا الكمية ، فاننا نستخلص أنه حتى المجالات الكهربية فى الذرات تكون ضعيفة جداً** . ويمكننا أن نعرف الوحدة الطبيعية لشدة المجال (كهربى أو مغناطيسى) على أنها شدة المجال الذى ينتج كثافة طاقة فى الحيز مقدارها (طاقة سكون إلكترون واحد) / ^{3}(طول موجة كبتون للإلكترون) . هذه الوحدة لشدة المجال تساوى 4.0×10^{17}volts/meter والوحدة المناظرة للمجال المغناطيسى تساوى 1.3×10^{13} gauss . وتتنبأ نظرية الكهرديناميكا الكمية بانحرافات واضحة عن معادلات ماكسويل فى الفراغ عند شدة هذه المجالات ، على وجه الخصوص مبدأ التراكب الذى لا يصبح سارى المفعول ، ولا يمكن أن توصف المجالات الكهرمغناطيسية بمعادلات خطية . وبالفعل تتنبأ الكهرديناميكا الكمية بانحرافات طفيفة جداً عن الصفة الخطية عند المجالات الضعيفة جداً التى يمكن تحقيقها فى المعمل . هذه الإنحرافات تكون على أى حال صغيرة جداً لدرجة أنها لاتمثل أهمية عملية على المستوى العيانى ، وفى الحقيقة أنها لم تكتشف فى التجارب العيانية حتى الآن . كما أن صغر المجالات العيانية – الذى يمكن فى النهاية إرجاعه لصغر ثابت التركيب الدقيق α – عندما تقاس بالوحدات الطبيعية يمدنا بمفهوم معين عن السبب فى أن معادلات ماكسويل الخطية تعتبر دقيقة من الناحية العملية .

فيما يتعلق بالشغل العددى

٤٤ – دعنا نقول شيئاً حول التقييم العددى لبعض الكميات الطبيعية المعبر عنها نظرياً . قد يشعر القارئ أنه ليس هناك حاجة إلى ذكر شئ حول هذا الموضوع ؛ وأن الشغل العددى شر لابد منه (خاصة فى مسائل الواجب المنزلى) ، وأننا لا نتعلم فيزياء من مثل هذه التمارين الحسابية . غير أن ذلك ليس صحيحاً تماماً ، فهناك عمليات حسابية « رديئة » وأخرى « جيدة » . ويتطلب الأمر نظرة فيزيائية فاحصة لاختبار العمليات الحسابية الجيدة . دعنا نعتبر مثالا لنوضح الفرق بين العمليات « الجيدة » و « العمليات الرديئة » ، فى الدراسة الخاصة بأدق تفاصيل الطيف لذرة الهيدروجين وجد أن الخطوط الطيفية التى تظهر كخط واحد فى القياسات ذات القدرة الفقيرة على التفريق تتكون فى الواقع من عدة خطوط متقاربة جداً عند استخدام قوة تفريق أعلى . وعلى هذا نقول أن الطيف له **تركيب دقيق** ، وفى الدراسة النظرية للتركيب الدقيق نصادف الطاقة E_f التى تميز الإنفصال النمطى بين خطين من هذه الخطوط المتجاورة . هذه الطاقة تعطى نظريا بالعلاقة

$$E_f = \frac{e^8 m}{32\hbar^4 c^2} \qquad (٤٤ أ)$$

والآن لا شك أنه اختبار « ردئ » لو أردنا أن نقيم E_f بالتعويض عن قيم الثوابت الموجودة بالمعادلة (٤٤ أ) مباشرة من جدول ٢ أ ، فأولا قد يكون مملا للغاية أن نحسب e^8 و $\hbar^4$ ، ثانياً ، الصيغة (٤٤ أ) صيغة معتمة للغاية ؛ فقبل إجراء الحساب لا نستطيع أن « نرى » من خلالها المقدار المنتظر لهذه

الطاقة ، فالصيغة كما هي عليه لا تدلنا على شئ حول الطبيعة الفيزيائية لهذا التأثير . افترض أننا جمعنا أولا الثوابت فى المعادلة (٤٤ أ) فى أقواس يحتوى كل منها على كية ذات معنى متعارف عليه كما يلى :

$$E_f = \frac{1}{16}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4\left(\frac{1}{2}mc^2\right) = \frac{1}{16}\alpha^2\left(\frac{1}{2}\alpha^2 mc^2\right) = \frac{\alpha^2}{16}R_\infty \qquad (٤٤ \text{ ب})$$

إذا نظرنا إلى التعبير الذى على أقصى اليمين نجد أن المقدار E_f الخاص بانفصال الخطوط فى التركيب الدقيق يكون أكثر شفافية : فهو تصحيح صغير للتركيب الإجمالى ذو قيمة نسبية تبلغ 10^{-5} ، فإذا أردنا أن نحسب الطاقة E_f بوحدات الإلكترون – فولت فإن الحسابات تكون الآن بسيطة ؛ فما علينا إلا أن نضرب $13.6\,eV$ فى مقدار الثابت $\alpha^2/16$. وعلى هذا فن الواضح أن عملية تجميع العوامل كما هى فى المعادلة (٤٤ ب) تؤدى إلى تبسيط الشغل العددى البحت ، كما أن التعبير (٤٤ ب) يلقى أيضاً بعض الضوء على طبيعة الظاهرة نفسها ، بالمعالجة النظرية اللانسبية البحتة لذرة الهيدروجين (فى تقريب كتلة البروتون اللانهائية) وبإهمال تأثيرات العزم الذاتى المغناطيسى للإلكترون لا يكون هناك تركيب دقيق . لكى نرى هذا يجب أن نتذكر أن فى مثل هذه النظرية تظهر فقط الثوابت e ، m و h ولا تظهر c فطاقة التأين R_∞ فى الحقيقة لا تتوقف على c . وثابت التركيب الدقيق الذى يظهر فى التعبير عن E_f يكون على أى حال متناسباً عكسياً مع c ، وبذلك نحصل على $E_f = 0$ فى التقريب اللانسبى الذى فيه $c = \infty$. يمكننا على هذا اعتبار E_f كتصحيح نسبى للتركيب الإجمالى . وعندئذ نتوقع أن يكون مقدار هذا التصحيح له القدر $(v/c)^2 R_\infty$ حيث v هى سرعة الإلكترون . وقد قدرنا قيمة السرعة v ووجدنا أن $\alpha \sim (v/c)$ وعلى هذا فقد توصلنا إلى تعبير مشابه للمعادلة (٤٤ ب) فالتركيب الدقيق فى الهيدروجين هو على هذا تأثير نسبى .

٤٥ – وقد نشأ إسم « ثابت التركيب الدقيق » للثابت α تاريخياً من ترابطه مع شغل سمرفلد (Sommerfeld) على التركيب الدقيق للهيدروجين ؛ فقد كان أول تعرف على أهمية الثابت α هو فقط من خلال المعادلة (٤٤ ب) . فى الوقت الذى قدم فيه بوهر نظريته عن طيف الهيدروجين لم يكن طبيعياً أن تكتب طاقة تأين الهيدروجين R_∞ على الصورة

$$R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 \qquad (٤٥ \text{ أ})$$

ولكنها كتبت بالأحرى على الصورة

$$R_\infty = \frac{e^4 m}{2\hbar^2} \qquad (٤٥ \text{ ب})$$

ولهذا السبب لم تسم α « بثابت التركيب الإجمالى » والذى قد يكون أكثر ملاءمة . التعبير (٤٥ أ) يجب أن يعتبر كتعبير « أفضل » للثابت R_∞ إذ أنه يعطينا رؤية أعمق فى طبيعة الذرات . وكما شرحنا فإن α هى ثابت الإرتباط الأساسى بين المجال الكهرومغناطيسى والشحنة الأولية . والذرات عبارة عن « تركيبات ضعيفة القيد » ذات إلكترونات « بطيئة » الحركة ، وذلك لأن α صغيرة بالنسبة للوحدة . لهذا السبب تقود النظرية اللانسبية إلى تقريب جيد . والتصحيح النسبى يكون من رتبة $(v/c)^2$ أى من رتبة α^2 .

٤٦ – نأمل أن يكون المثال قد وضح بعض الشيء الروح التي يجب أن يعالج بها الشغل العددي . فنحن دائماً نحاول أن نتعرف على تجمعات من الثوابت يكون لها معنى فيزيائي في معادلاتنا ، وعلينا أن نجرى تجميع العوامل قبل القيام بالتقييم العددي لأي شيء . من الواضح أن هذا التجميع يتطلب مقدرة على عمق الرؤية ؛ ولا نستطيع أن نجريه بطريقة طبيعية موضوعية إلا إذا كنا نفهم طبيعة الظاهرة .

ومسائلنا للواجب المنزلي في هذا الكتاب لم يقصد بها مجرد تمارين في الحساب ، ولكن المقصود بها أن يتآلف القارئ مع رتب الكبر في الفيزياء الكمية ، والمقصود بها كذلك أن نعلم القارئ كيف يطبق الأفكار التي ناقشناها في الكتاب على الحالات الفيزيائية الملموسة .

موضوع متقدم : الثوابت الطبيعية الأساسية+

٤٧ – دعنا نتأمل السؤال المثير التالي : كم عدد الثوابت الأساسية المستقلة الموجودة حقيقة في الطبيعة ؟

والفكرة من وراء هذا السؤال هي ما يلي : نظرياتنا الفيزيائية الراهنة تتضمن علاقات بين البارامترات المميزة للأنظمة الفيزيائية . على سبيل المثال ، يمكن التعبير عن طاقة تأين الهيدروجين نظرياً بدلالة الثوابت m ، e و h أو إذا رغبنا بدلالة الثوابت m ، c و α فإذا علمنا بالفعل الثوابت m ، e و h يمكننا أن نتنبأ بجهد التأين ، وعندئذ نختبر نظريتنا بمقارنة هذا التنبؤ بالنتيجة التجريبية . وبنفس هذا الأسلوب فإن عدداً كبيراً من البارامترات الفيزيائية الأخرى يكون « مفهوماً من الناحية النظرية » : إذ يمكن التعبير عن هذه البارامترات بدلالة عدد قليل من الثوابت الأساسية .

العبارة « مفهوماً من الناحية النظرية » يجب أن تفسر بشكل عام ، فنحن نعتبر أن الثابت مفهوم من الناحية النظرية طالما كان باستطاعتنا أن نصيغ معادلة محددة تعين الثابت من ناحية المبدأ بغض النظر عما إذا كانت قدراتنا الرياضية المحدودة كافية بالفعل لحساب القيمة العددية للثابت .

وتصنيفنا للبارامترات الفيزيائية إلى ثوابت أساسية وأخرى مشتقة هو من ناحية المبدأ أمر اختياري للغاية . فمن الناحية العملية نحن نختار كثوابت أساسية تلك التي تظهر على وجه الخصوص بشكل « بسيط » في معادلاتنا ، والتي تحمل تعليلا فيزيائياً واضحاً ومعقولا . ومن الواضح أنه أكثر معقولية أن نعتبر ثابت التركيب الدقيق كثابت أساسي ، وطاقة تأين الهيدروجين كثابت مشتق ، عن أن نعكس الوضع لهذين الثابتين .

فئة الثوابت المستقلة تكون على هذا بارامترات فيزيائية مختارة ترتبط ببعضها البعض نظرياً . ونحن لا نملك فهماً لقيمها العددية : فكل واحد من هذه الثوابت يجب أن يحدد تجريبياً ، وسؤالنا يكون معنياً بالقيمة الكبرى لعدد الثوابت المستقلة ، أي بعدد الثوابت التي يجب أن تكون معلومة قبل أن نستطيع حساب كل البارامترات الفيزيائية الأخرى أو (التنبؤ) بها .

+ يمكن أن يحذف في القراءة الأولى .

ومن الواضح أن سؤالنا يكون ذا معنى فقط بالرجوع إلى نظرياتنا الفيزيائية الحالية . فالثابت الذى نعترف به اليوم كثابت تجريبى بحت قد يمكن « شرحه » من خلال إطار عمل نظرية جديدة .

4A — لكى توضح الوضع كما هو عليه الآن ، دعنا نحاول أن ندرج عدداً من الثوابت الأساسية :

(i) ثابت التركيب الدقيق :

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

(ii) نسبة كتلة الإلكترون إلى كتلة البروتون :

$$\beta = \frac{m}{M_p} \cong \frac{1}{1836}$$

(iii) ثابت التثاقل بالوحدات الذرية الطبيعية :

$$\gamma = \frac{(M_p{}^2G)/(\hbar/M_pc)}{(M_pc^2)} = 5.902 \times 10^{-39}$$

(iv) ثابت يميز شدة ما يسمى بالتفاعل الضعيف ، ذلك التفاعل الذى يكون مسؤولا عن اضمحلال بيتا لكثير من الأنوية . بناء على ما نعتقده ، حالياً فإن هذا التفاعل الضعيف ليست له علاقة بالقوة النووية الشديدة ، أو القوة الكهرمغناطيسية* أو قوى التثاقل ، فكل الظواهر التى تتضمن تفاعلا ضعيفاً تبدو وكأنها تجسيد لتفاعل أساسى (عالمى) فى الطبيعة ، وتتميز بثابت ارتباط واحد منفرد ، وشدة هذا التفاعل تكون حوالى 10^{-14} ضعفاً أقل من شدة القوة النووية .

(v) النسبة $m/m_\mu \sim 1/200$ هى نسبة كتلة الإلكترون إلى كتلة الميون . والميون (أو ميو — ميزون) عبارة عن جسيم أولى لا يختلف عن الإلكترون بأى شكل إلا فى كتلته الكبيرة . والدور الذى يلعبه الميون فى خطة عمل الأشياء غالباً غير معروف تماماً .

(vi) أخيراً نحتاج إلى بعض الثوابت التى تصف التفاعلات القوية ، خاصة تلك التى تحتوى على القوى النووية الشديدة . وفى هذه الحالة يكون الوضع من الناحية النظرية غير واضح بالمرة ، فنحن لا نعرف كم عدد الثوابت المستقلة التى يمكن أن توجد فى مثل هذا النوع . وقد نعتبر الثابتين التاليين :

$$s_1 = \frac{(\text{كتلة الباى ميزون})}{(\text{كتلة البروتون})} \cong 0.15$$

$$s_2 = \frac{B_D}{M_pc^2} \cong 2.35 \times 10^{-3}$$

---

* لقد أثبت الدكتور عبد السلام الحائز على جائزة نوبل فى العلوم الطبيعية عام ١٩٧٩ أن الطاقة النووية الضعيفة لا تختلف من حيث الأساس عن الطاقة الكهرمغناطيسية ، أى أنهما متماثلتان ، وأن هذا التماثل الخفى فى الأحوال العادية يظهر فى ظروف معملية ملائمة ، وقد ثبت بالتجربة عام ١٩٧٨ توحد القوة الكهرمغناطيسية بالقوة النووية الضعيفة بنسبة ١ : ٤٠٠٠ كما تنبأت نظرية عبد السلام .

حيث $B_D = 2.23$ MeV هى طاقة الترابط للديوترون .

وقد انتقينا بطريقة اختيارية الثابت s_2 وذلك بسبب معناه الفيزيائى المباشر كثابت واحد ممكن ، ليصف شدة القوة النووية . وليس هناك شئ أساسى للغاية حول هذا العدد ولكننا يمكن أن نتصور أنه يعطينا بالفعل قياساً لشدة القوة وبمنطق آخر ، نحن نعتقد أن كل طاقات الترابط الأخرى يمكن من ناحية المبدأ أن يعبر عنها بدلالة s_2 و s_1 . فى هذه الحالة يجب علينا حقيقة أن نتبنى وجهة نظر عامة للغاية حول ما نقصده « بالفهم النظرى للأشياء » فنحن لا نعرف فى هذه الحالة ما هى « المعادلة الصحيحة » ، كما أن أملنا فى الإعتقاد بوجود مثل هذه المعادلة التى تتضمن فقط s_1 و s_2 لا يوجد ما يبرره على الإطلاق .

الحقيقة أنه عند كتابة هذا الجزء لم نستطع حقيقة أن نحسب نسب الكتل لجسيمات مثل ميزونات —K نيوكليونات ، جسيمات لمدا . ، إلخ . فليس لدينا نظرية أساسية القيام بمثل هذا العمل ، وربما وجب علينا أن نضيف كل النسب الخاصة بتلك الكتل إلى قائمتنا . ومن ناحية أخرى ، فإنه من الممكن أن تنبثق فى يوم ما نظرية يمكننا من خلالها أن نحسب كتل بعض ، أو ربما كل الجسيمات المتفاعلة فيما بينها تفاعلا قوياً ، وبناء على وجهة النظر المتفائلة للغاية فإن النظرية « الصحيحة » سوف تكون على أساس فيزياء التفاعل القوى لا تحتوى على ثوابت عملية ؛ كل شئ سوف يتم حسابه بما فى ذلك الأعداد s_1 و s_2 . فى الوقت الراهن ، على أى حال يجب أن نعتبر مسألة عدد الثوابت التى تميز التفاعلات البيئية القوية مسألة مفتوحة على مصراعيها .

٤٩ — لم ندرج بالقائمة ثابتاً تجريبياً محدداً ومتميزاً للغاية ، ألا وهو نسبة شحنة الإلكترون إلى شحنة البروتون . فبناء على تجربة أجريت بواسطة ج .ج. كنج (J.G. King) فى عام ١٩٦٠ ، وجد أن هذه النسبة تساوى 1— بدقة تبلغ جزءاً واحداً فى 10^{20} . وبدقة مماثلة قاس كنج النسبة بين شحنة نواة الهليوم وشحنة البروتون ووجد أن هذه النسبة تساوى 2* هذه النتائج تعضد بشدة فكرة أن شحنة أى جسيم يجب أن تكون مضاعفاً صحيحاً لشحنة الإلكترون . هناك أكثر من دليل يؤيد هذه الفكرة ، إلا أن أياً منها ليس له فى معظم الحالات نفس قوة الدليل الذى قدمته قياسات كنج . وفى الحقيقة أن الفيزيائيين اعتقدوا فى « تكميم الشحنة » منذ زمن بعيد . إلا أنه لا يوجد على الرغم من ذلك فهم نظرى لسبب كون كل الشحنات مضاعفات صحيحة لشحنة الإلكترون .

لماذا إذن لا ندرج الثابت (-1 ± 10^{-20}) ضمن قائمتنا ؟ لأن نظرياتنا تكون مضطربة إلى حد كبير إذا كان هذا الثابت لا يساوى بالفعل 1— ونستطيع بهدوء أن نتدبر احتمال أن الثوابت المدرجة بالفعل فى القائمة تكون مختلفة قليلا ؛ فهى ثوابت عملية فقط بهذا المعنى . قد لا تختل الكهرديناميكا الكمية إذا كان ثابت التركيب الدقيق أكبر من قيمته بمقدار واحد بالمائة ، فقوانين الطبيعة كما نعرفها ، قد لا تتغير فى أى نقطة أساسية غير أن الأمر يختلف بالنسبة إلى تكميم الشحنة ؛ فتركيب نظريتنا يتوقف على هذا المبدأ .

---

* نحن ننص هنا على نتيجة معقولة . فالذى أداه كنج بالفعل هو تحقيق أن جزئ الهيدروجين وذرة الهليوم متعادلتان فى حدود الدقة المذكورة .

• [J. G. King, "Search for a small charge carried by molecules," *Physical Review Letters* 5, 562 (1960).]

٥٠ – الكهرديناميكا الكمية كنظرية للذرات ، والجزيئات ، وللمادة ككل ، تحتوى فى جوهرها على ثابتين اختياريين أساسين هما α و $\beta = m / M_p$ وما نعنيه بهذا النص هو أننا نعتقد أننا نعرف – من ناحية المبدأ – كيف تتوقف كل الكميات الفيزيائية فى هذا المجال من الفيزياء على هذين الثابتين . فخواص الأنوية الذرية المختلفة تدخل فقط خلال الأعداد الصحيحة Z و A ، أما المميزات الفيزيائية الأخرى للأنوية فلها فقط تأثير « ضئيل » على الذرات ، والجزيئات وعلى كتل المادة .

ويكون النص على هذا ، تبسيطاً للوضع الحقيقى ، ولكنه من الممتع أن نتابع هذه الفكرة ، فللوهلة الأولى قد تبدو وكأنها خاطئة ، إذ أن عدد « الثوابت الأساسية » المدون فى جدول ٢أ هو بالتأكيد أكثر من اثنين . ولكن يجب ملاحظة أن الثوابت المدرجة مبنية على أساس وحدات اختيارية تماماً (وحدات إنسانية) وأن قيمها العددية ليست لها أهمية مطلقة بالمرة .

ولكى نفهم خواص المادة فى جليتها يكون من الضرورى عندئذ أن نميز بين الكميات الفيزيائية الأساسية وتلك التى تتوقف على الوحدات الاختيارية . ولنفترض على سبيل المثال سرعة الصوت فى بلورة . أن تسأل عن هذه السرعة بدلالة cm / sec ليس فى حد ذاته سؤالا « أساسياً » لأن الجواب يتوقف على التعريف الإختيارى لكل من cm و sec . أما السؤال النظرى القاطع فهو أن نسأل عن النسبة بين سرعة الصوت c_s وسرعة الضوء c ؛ ومن الواضح أن هذه الكمية لا تتوقف على المقاييس العيانية . ونحن نعتقد بجزم أن هذا العدد يكون ، من ناحية المبدأ ، قابلا للحساب من خلال الكهرديناميكا الكمية .

٥١ – لكى نفهم المعنى الحقيقى للثوابت المدرجة فى جدول ٢ أ دعنا نعتبر التعاريف الخاصة بنظام وحداتنا العيانية .

فالكيلو جرام قد عرف من خلال اتفاق دولى – على أنه كتلة قطعة معينة من المعدن محفوظة فى باريس . ولكى نوضح أننا نعنى هذه القطعة فقط فسوف نرمز لهذه الوحدة بالرمز $(\mathrm{Kg})_p$ « كيلو جرام باريس » ويعرف الجرام على أنه $(\mathrm{gm})_P = (\mathrm{kg})_P/1000$

هذه القطعة من المعدن تحتوى على عدد معين من النيوكليونات وليكن n_1 نيوكليون وقيمة n_1 الدقيقة غير معروفة ولكن يمكننا تحديدها، من ناحية المبدأ وذلك بأن نحصى عددها . إذا افترضنا الآن أننا نستطيع أن نحسب من خلال الفيزياء النووية ومن خلال نظرية التفاعلات القوية نسبة كل كتلة نووية إلى كتلة البروتون ، فإننا عندئذ نستطيع أن نكتب كتلة القطعة التى فى باريس على الصورة

$$(\mathrm{kg})_P = n_1 c_1 M_p = n_1 c_1 \beta^{-1} m \qquad (\text{٥١ أ})$$

حيث c_1 ثابت قريب من الوحدة ، يمكن تحديده من خلال حساباتنا . وبقول قاطع فإنه يعتمد بالفعل على α و β ، ولكن اعتماداً ضعيفاً . والعدد n_1 ، بالرغم من أنه غير معروف بدقة إلا أنه ثابت عددى تم اختياره من خلال اتفاق عالمى ؛ وأنه عدد النيوكليونات فى القطعة .

٥٢ – بالنسبة للمتر يوجد ، أو بالأحرى قد وجد ، مقياسان . فالمتر فى المقياس القديم هو المسافة بين علامتين على قضيب معدنى محفوظ فى باريس ، وسوف نرمز لهذا المتر بالرمز $(\mathrm{m})_P$ « متر باريس » . أما المقياس الجديد فهو ذو طبيعة « ذرية » . ويعرف بالمتر المناظر الذى نرمز له بالرمز $(\mathrm{m})_a$ ، المتر الذرى » كمضاعفات الطول الموجى لخط برتقالى محدد فى طيف الكربتون ، والمضاعف المتفق عليه دولياً هو $n_2 = 1,650,763.73$.

الطول الموجى لخط الكريبتون البرتقالى هو شئ يمكن حسابه من ناحية المبدأ (وليس من الناحية العملية) ، ويمكننا أن نكتب هذا الطول الموجى على الصورة

$$\lambda = c_2\alpha^{-2}\left(\frac{\hbar}{mc}\right) \qquad (٥٢ أ)$$

حيث c_2 ثابت يعتمد اعتماداً ضعيفاً جداً على α و β . وهو فى التقريب الأولى ثابت عددى بحت ، وإذا كنا حاذقين فى رياضيات الفيزياء الذرية لكان باستطاعتنا أن نجد هذا العدد .

وعلى هذا يمكن أن يكتب المتر الذرى على الصورة

$$(\mathrm{m})_a = n_2c_2\alpha^{-2}\left(\frac{\hbar}{mc}\right) \qquad (٥٢ ب)$$

٥٣ – أن تبنى « المقياس الذرى » للزمن يبدو وشيك الوقوع ، بالرغم من أن الثانية معرفة فى الوقت الراهن تعريفاً فلكياً . دعنا على أى حال نستبق الأحداث ونفترض أن المقياس الذرى قد أقر وأن الثانية قد عرفت بدلالة تردد انتقال معين فى ذرة السيزيوم الذى يقع فى منطقة ترددات الراديو . هذا التردد – الذى يمكن تفسيره على أنه تردد الترنح لكمية الحركة الزاوية المغزلية لنواة السيزيوم فى مجال الإلكترونات المدارية – قد تم قياسه بدقة كبيرة ووجد أن قيمته (بدلالة الثانية الفلكية) هى :

$$\frac{1}{T_0} = \nu_0 = 9{,}192{,}631{,}770 \pm 10 \text{ cycles/sec} \qquad (٥٣ أ)$$

والدقة فى هذا العدد تمثل الدقة التى يمكن تحقيقها فى قياس ترددات موجات الراديو . والتعبير النظرى لهذا التردد يكون (تبعاً للكهرديناميكا الكمية) على الصورة

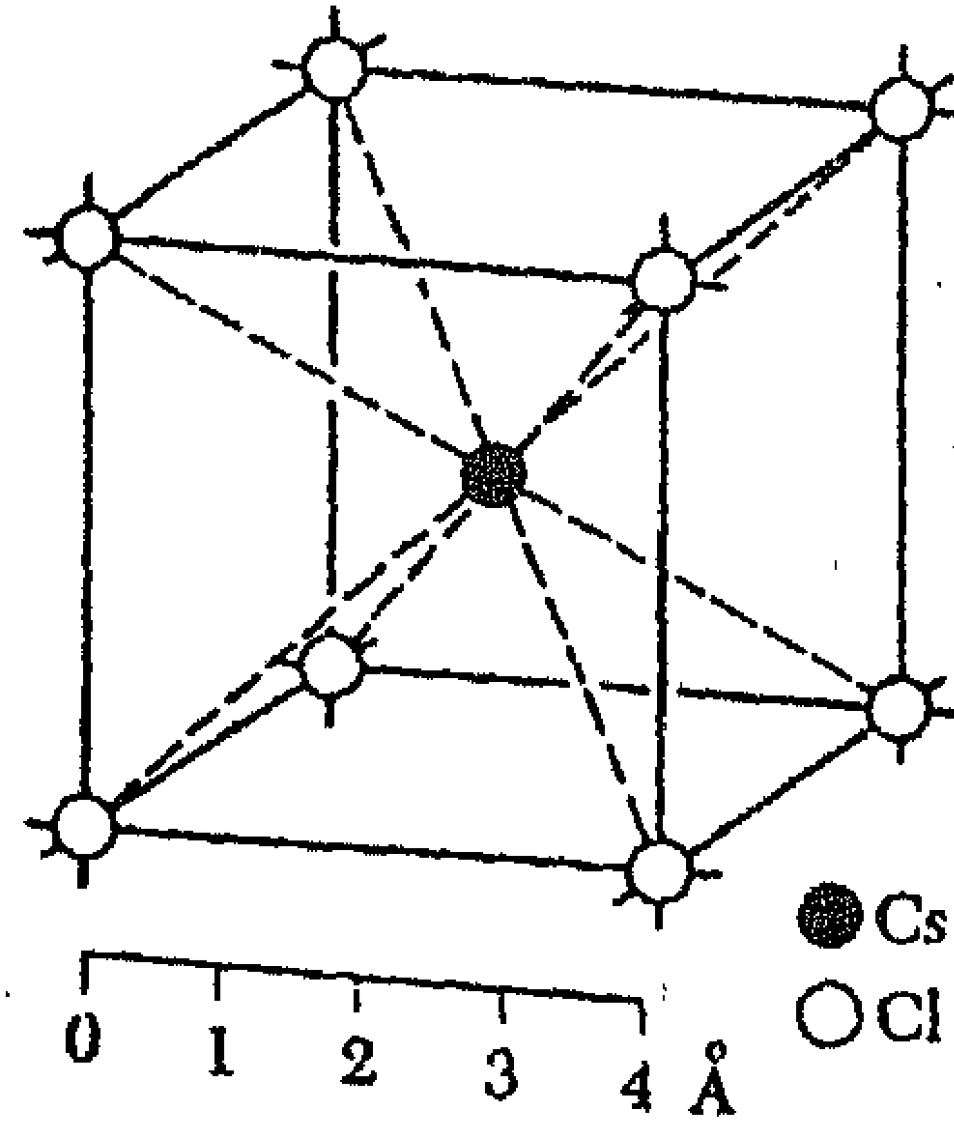
$$\nu_0 = c_3\alpha^4\beta\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) \qquad (٥٣ ب)$$

حيث c_3 ثابت عددى مستقل تقريباً عن α و β و يمكن تقييمه من ناحية المبدأ وليس من الناحية العملية ، بشرط أن يكون لدينا بعض النتائج الخاصة بنواة السيزيوم . ولنفترض أننا نعرف عندئذ « الثانية الذرية » التى نرمز لها بالرمز $(\mathrm{sec})_a$ على النحو التالى :

$$(\mathrm{sec})_a = (9{,}192{,}631{,}770)T_0 = n_3c_3{}^{-1}\alpha^{-4}\beta^{-1}\left(\frac{\hbar}{mc^2}\right) \qquad (٥٣ جـ)$$

حيث T_0 هو الزمن الدورى لهذا المتذبذب الذرى ، وحيث أن العدد $n_3 = 9,192,631,770$ قد تحدد على هذا من خلال اتفاق عالمى .

٥٤ – إعتبر أخيراً المقياس القديم للطول ، المتر الباريسى $(\mathrm{m})_P$ ويعرف على أنه المسافة بين محزوزين على قضيب معد ذى أنه على هذا يساوى طول خيط معين من الذرات . ويتعين عدد الذرات n_4 فى هذا الخيط ، بشكل ما ، بواسطة اتفاق عالمى (على الرغم من أن العدد ليس معروفاً بدقة) ، لأن n_4 هو عدد الذرات بين هذين المحزوزين . والمسافة الفاصلة بين ذرتين متجاورتين فى القضيب المعدنى يمكن حسابها من



لكى نذكر القارئ أن المسافات بين الذرات فى أى جامد تكون من قدر نصف قطر بوهر a_0. يبين الشكل الأعلى التركيب البلورى لكلوريد السيزيوم. هذا النوع من الشبيكة يسمى شبيكة مكعبة متمركزة الجسم. ويمكن أن نصفها بقولنا أن ذرات الكلورين تكون شبيكة تكعيبية بالإضافة إلى ذرة سيزيوم واحدة عند مركز كل مكعب. لاحظ أن هذا التركيب يختلف عن تركيب كلوريد الصوديوم الموضح فى شكل ٣٠ أ. بالفصل الأول.

الصيغة الكيميائية لكلوريد السيزيوم هى CsCl، وتحتوى الشبيكة على عدد متساو من ذرات الكلورين وذرات السيزيوم. وعلى القارئ أن يقنع نفسه بأن هذا هو ما يدل عليه الشكل، على الرغم من أن النظرة الأولى قد توحى بأن هناك ذرات كلورين أكثر من ذرات السيزيوم فى الشبيكة.

ناحية المبدأ، فهذه المسافة تكون على الصورة $c_4\, a_0$ حيث a_0 هو نصف قطر بوهر، وحيث c_4 ثابت يتوقف توقفاً ضعيفاً جداً على α و β. ويمكننا على هذا أن نكتب المتر الباريسى على الصورة

$$(\text{m})_P = n_4 c_4 \alpha^{-1}\left(\frac{\hbar}{mc}\right) \qquad (\text{٥٤ أ})$$

وقد ألغى مقياس الطول هذا لأسباب تقنية واضحة؛ فالمسافة الفاصلة بين المحزوزين هى كمية فقيرة التحديد. فى حين أن طولى موجتين ضوئيتين يمكن مقارنتهما بدقة أكبر وليس هناك عندئذ سبب يدعو لمحاولة التعبير عن هذه الأطوال الموجية بدلالة طول القضيب المعدنى.

٥٥ — مناقشتنا توضح الطبيعة الحقة للمقاييس العيانية. فهى معرفة بدلالة بعض «البارامترات الذرية» المنتقاة بطريقة اختيارية إلى حد ما وبدلالة الأعداد n_1، n_2 و n_3 التى تم اختيارها من خلال الاتفاق العالمى. (وكما نوهنا فإن n_1 تكون فى الواقع غير معلومة بدقة؛ إلا أنها معرفة ضمنياً). ونلاحظ مايأتى:

(i) أن قياس طول موجة ضوئية هو بمثابة مقارنة هذا الطول بالطول الموجى لخط الكربتون البرتقالى. ويمكن إجراء هذا بدقة كبيرة، ولهذا السبب فإن الأطوال الموجية الضوئية هى كميات معلومة بدقة. وأن ثابت ريدبيرج $\bar{R}_\infty$ هو فى جوهره عدد موجى ضوئى. كما أن القياسات الأكثر دقة للأطوال

ما هى إلا قياسات لنسب أطوال الموجات الضوئية . هذه النتائج لها أهمية نظرية كامنة ؛ فإذا ما استطعنا أن نسيطر على نظرية الأطياف الذرية لدرجة كافية تمكننا من التنبؤ بنسب هذه الأطوال الموجية بدقة مساوية لدقة القياس لأمكننا أن نجرى مقارنات موضوعية بين النظرية والتجربة . إلا أن قدراتنا الحسابية ، هى على أى حال محدودة للغاية ، ولهذا السبب فإن الأهمية النظرية الفعلية لقياسات الأطوال الموجية تكون محدودة .

(ii) يمكن المقارنة بدقة كبيرة بين ترددين فى منطقة ترددات الراديو .إذا أجرينا قياس تردد ذرى أو جزيئى فى هذه المنطقة فنحن نقارنه بالفعل بتردد السيزيوم .

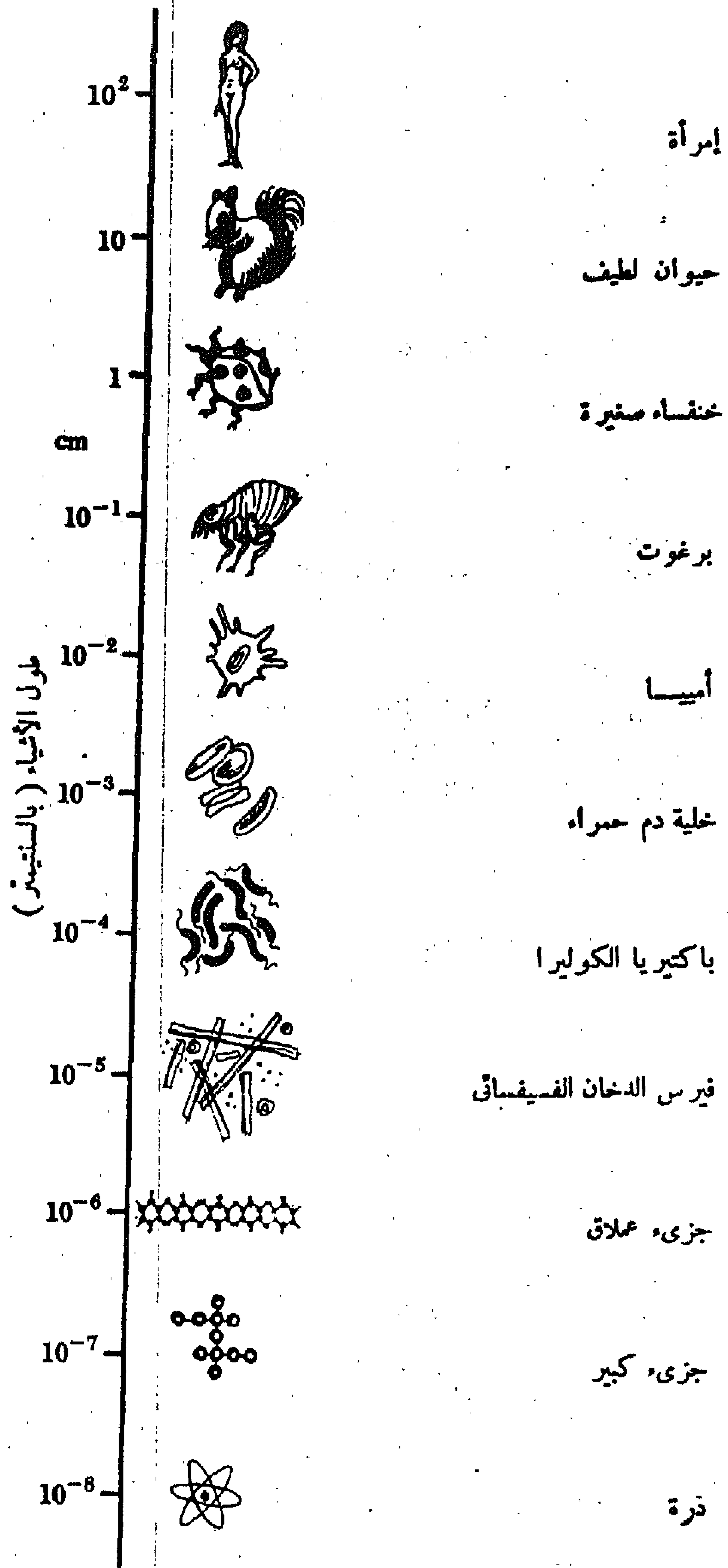
(iii) أن قياس سرعة الضوء يقدر بمقارنة التردد المصاحب لخط الكريبتون البرتقالى مع تردد السيزيوم . وعلى هذا فإنه ليس قياساً « لثابت فيزيائى أساسى » ولكن بالأحرى عملية تقييم لمقياسنا الاختيارى للطول بدلالة مقياسنا الاختيارى للزمن .

٥٦ – لنعتبر المعادلات (٥١ أ) ، (٥٢ ب) ، (٥٣ جـ) ، (٥٤ أ) . إنها تعطينا تعبيرات نظرية للمقاييس العيانية بدلالة (i) الأعداد n_1 ، n_2 ، n_3 و n_4 المحددة من خلال اتفاق عالمى ؛ (ii) المقاييس الرئيسية m ، $\hbar/mc$ و $\hbar/mc^2$ للكهروديناميكا الكمية ؛ بالإضافة إلى (iii) الكميات c_1 ، c_2 ، c_3 و c_4 التى نعتقد بأننا قادرون من ناحية المبدأ على حسابها .

وحتى إذا لم نستطع ، من الناحية العملية ، حساب الكميات c_1 ، c_1 ، c_3 و c_4 بدقة ، فإننا نعلم أنها فى التقريب الأولى مجرد بارامترات عددية بحتة ، ومستقلة عن كل من α و β . أما إذا استطعنا حقيقة حساب هذه الأعداد فإن هذا يعنى أننا نستطيع أن نحسب قيمة سرعة الضوء فى وحدات $(m)_a/(sec)_a$.

وتمكننا تعبيراتنا النظرية للمقاييس العيانية من التعامل مع السؤال التالى : ماهو الشكل الذى كان يصبح عليه العالم إذا كانت ثوابت الطبيعة مختلفة قليلا عما هى عليه الآن ؟ هذا يعنى : كيف يبدو شكل العالم إذا كان الثابتان العمليان α و β مختلفين قليلا عما هما عليه الآن ؟ هذا سؤال مشوق لأنه يختبر ههنا للدور الذى يؤديه كل من α و β فى العالم . وسوف نترك القارىء لكى يخمن حول هذه المسألة ، ويجب عليه أن يرجع إلى هذه المشكلة بعد أن يكون قد انتهى من قراءة هذا الكتاب .

٥٧ – افترض أننا طرحنا السؤال التالى ، لماذا يكون حجم الذرة من رتبة 10^{-10} أمتار : لماذا تكون الذرات صغيرة للدرجة التى هى عليها ؟ فقد يكون هذا أشبه بسؤال ميتافيزيقى (يختص بما وراء الطبيعة) ، إلا أنه ليس كذلك . ولنفترض أننا أعدنا صياغته على النحو التالى : لماذا يكون طول الإنسان فى حدود $10^{10}\, a_0$؟ هذا مايؤول إليه السؤال لأن المتر قد عرف على أساس أن طول الإنسان يكون فى حدود متر واحد . يمكننا الإجابة على هذا السؤال على وجه التقريب إذا استطعنا أن نفسر عدد الذرات فى الإنسان ، وهذه مسألة ليست من ناحية المبدأ بعيدة المنال على الفيزياء . قد تكون محاولة حساب هذا العدد بدقة من الأمور التى لايقبلها العقل ، ولكننا قادرون بالفعل على أن نقدره فى حدود عامل مقداره 10^6 مثلا . (ويكون هذا ممكناً إذا كنا نعرف أكثر عن العلوم الحيوية ومايرتبط بها من موضوعات) . وسوف نترك هذه التخمينات العبثية للقارىء . ولكننا ذكرنا هذه المسألة فقط لكى نوضح كيف تعتمد فى النهاية كل الخواص العيانية للعالم الذى نعيش فيه على خواص الجسيمات الأولية وعلى التفاعلات التى تتم بينها .



10^2
10
1
cm
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
طول الأشياء (بالسنتيمتر)
إمرأة
حيوان لطيف
خنفساء صغيرة
برغوث
أميبــا
خلية دم حمراء
باكتيريا الكوليرا
فيرس الدخان الفسيفسائي
جزيء عملاق
جزيء كبير
ذرة

مراجع لدراسة اضافية

من بين الجداول الشاملة للثوابت الفيزيائية نذكر مايلي :

(١) Handbook of Chemistry and Physics (Chemical Publishing Co., Cleveland, Ohio).

وتظهر منه نسخ جديدة كل عام . والطبعات الأخيرة تتضمن المقياس المحور للكتل الذرية الناتج عن اختيار C^{12} كمعيار جديد .

(٢) American Institute of Physics Handbook (McGraw-Hill Book Company, New York, 1957).

(٣) كتقرير مشوق للغاية عن نضال الجنس البشرى فى سبيل تعيين الثوابت الفيزيائية ، فإننا نوصى

Cohen, Crowe and DuMond : The Fundamental Constants of Physics (Interscience Publishers, Inc., New York, 1957).

(٤) وكمسح دقيق للثوابت الأساسية ، أنظر

E. R. Cohen and J. W. M. DuMond : «Our Knowledge of the Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965», Reviews of Modern Physics 37, 537 (1965).

(٥) بالإشارة إلى مناقشتنا فى بند ٧ ـ ٥ ، فقد يكون القارىء مهتماً بقراءة :

«Gulliver was a bad biologist», by Florence Moog, Scientific American, Nov. 1948, p. 52.

مسائل

١ ـ فى عام ١٩٠٣ درس كل من كيورى ولابورد ـ (P. Curie and Laborde) الحرارة المنبعثة من الراديوم ، وقد وجدا أن 1 gram من الراديوم النقى (نحن نعرف الآن أن النظير $_{88}R_a^{226}$ هو المسؤول) يشع حوالى 100 cal/hr . من هذا ومن نصف العمر المعلوم إحسب الطاقة التقريبية بوحدات MeV التى تنبعث بها جسيمات α . فى تجربة كيورى ولابورد تقتنص هذه الجسيمات خلال المصدر والمسعر ، وعلى هذا تتحول طاقات حركتها إلى طاقة حرارية (نصف العمر هو ١٦٢٢ عاماً) .

٢ ـ (أ) نواة الراديوم ذات خلل كتلى موجب ، ولكن على الرغم من ذلك فهى غير مستقرة وتضمحل ، كيف يكون هذا ممكناً ؟ أليس الشرط اللازم والكافى للإستقرار هو أن يكون الخلل الكتلى موجباً ؟ إشرح ذلك بالتفصيل .

(ب) نظير الراديوم المشار إليه بأعلى هو $_{88}R_a^{226}$ ، هذا النظير الذى اكتشفه ب و م كيورى (P. and M. Curie) يضمحل من خلال انبعاث جسيمات α ، التى هى لا شىء سوى أنوية الهليوم ، $_2He^4$.

قد نكون ميالين للاعتقاد بأن الأنوية المستقرة أو النظائر طويلة العمر فقط تتكون طبيعياً لأن أياً من النظائر قصيرة العمر تكون قد اضمحلت فى أثناء الأزمنة الجيولوجية . الآن ، نصف العمر ذو القيمة 1622 سنة يعتبر على وجه الخصوص غير كبير فى مقابل عمر الأرض ، إنه بالأحرى مقدار صغير للغاية . كيف تفسر إذن الوجود الطبيعى للراديوم ؟

٣ – نحن نلاحظ حالة فريدة بخصوص اضمحلال نواة ذات نشاط إشعاعى مثل R_a^{226} ؛ إذ يكون عمر الحياة « طويلا بدرجة غير معقولة » . حاول أن تكون من الثوابت الأساسية للفيزياء النووية والكهروديناميكا « زمناً طبيعياً » ثم أوجد هذا الزمن بدلالة الثانية . وأياً كانت الطريقة التى سوف تستخدم بها الثوابت (على أن تكون مقبولة) يجب أن تقر بأن R_a^{226} يعيش حياة طويلة جداً . من الواضح أننا نلتقى هنا بمشكلة علينا أن نحاول إيجاد حل لها فيما بعد ، أنه لمن الممكن أن نقدم تفسيراً للظواهر المشاهدة ، والسبب فى هذا العمر الطويل (أو إذا رغبت السبب فى الإضمحلال) ناتج عن تأثير ميكانيكى مشوق ، يعرف بالتأثير النفقى .

٤ – تشع الشمس من سطحها طاقة بمعدل قدره 3.86×10^{26} watts . وقبل تطور الفيزياء النووية كانت بمثابة مشكلة أن نفسر من أين يأتى هذا القدر الهائل من الطاقة . دعنا نحاول إجراء بعض التقديرات البسيطة .

من المعتقد أن عمر الشمس هو على الأقل 4 بلايين سنة ، وأن كتلة الشمس هى 1.98×10^{30} kg .

(أ) ماهو الجزء من الكتلة الشمسية الذى يتحول فى السنة إلى طاقة إشعاع لكى يعطى قيمة قدرة الإشعاع المنبعث منها ؟ سوف تجد أن هذا الكم يؤيد فكرة أن الشمس لم تتغير كثيراً أثناء عمرها ، أى ، خلال الأربعة بلايين عام الماضية .

(ب) إستبعد التفاعلات الكيميائية كمصدر للطاقة .

(حـ) هل لديك معرفة عن أى عملية نووية يمكن أن تحدث داخل الشمس والتى يمكن أن تهيىء لنا تفسيراً لسؤالنا من أين تأتى الطاقة ؟ استعن ببعض كتب الفلك المبسطة ، واقنع نفسك من خلال بعض التقديرات البسيطة بأن تفسيرك معقول ، أو على الأقل لايناقض الحقائق كثيراً .

٥ – لقد ذكرنا أن كثافة المادة النووية ، أى ، كثافة « المادة » داخل النواة تكون نفسها على وجه التقريب لكل الأنوية . عبر عن هذه الكثافة بدلالة الوحدات العيانية ، أى بدلالة gm/cm^3 .

٦ – (أ) بالإشارة إلى المناقشة الواردة فى بند ١٧ ، قدر الطاقة المتوسطة والسرعة المتوسطة لجزىء النيتروجين المحفوظ عند درجة حرارة الغرفة ، علماً بأن جزىء النيتروجين يتكون من ذرتى نيتروجين ، (عبر عن الطاقة بدلالة eV) .

(ب) تحت الضغط الجوى وعند درجة حرارة الغرفة يحتل جرام جزيئى واحد من غاز النيتروجين (أو أى غاز) حجما قدره 22.4 لتراً ، قدر عدد التصادمات التى يعانيها جزىء نيتروجين واحد فى الثانية ، آخذاً فى الإعتبار أن جزىء النيتروجين له « حجم جزيئى نمطى » . قارن تردد التصادم هذا مع التردد الضوئى النمطى .

٧ – الطول الموجى لأحد خطوط طيف الهيدروجين هو 4861.320 Å وقد اكتشف هـ . يورى (H. Urey) فى عـام ١٩٣٢ أن هذا الخط يصاحبه خط شاحب عند طول موجى 4859.975 Å [See *Phys. Rev.* 39, 164 (1932); 40, 1 (1932).] وتفسير ذلك هو أن الهيدروجين العادى ليس نقياً من النظائر ولكنه خليط من نظيرين ، $_1H^1$ و $_1H^2 = D$. وذرة النظير الأثقل ، ديوتيريوم ، توجد فقط بنسبة حوالى 0.015 بالمائة ، وهذا هو النظير المسؤول عن الخط الشاحب المذكور .

فى دراسة طيف الهيدروجين يمكن كتقريب أولى أن نهمل حركة النواة . إفترض الآن أننا حاولنا أن نأخذ الحركة النووية فى الاعتبار . عندئذ لاتكون النواة ثابتة ولكن مركز كتلة النواة والإلكترون هو الذى يبقى ثابتاً . والنظرية التى تأخذ فى الإعتبار الحركة النووية تتنبأ على هذا بوجود إزاحة بسيطة فى مواضع الخطوط الطيفية بالنسبة لتنبؤات النظرية التى تعتبر كتلة النواة لانهائية الثقل ، وأن مقدار هذه الإزاحة يتوقف بالطبع على الكتلة الفعلية للنواة (فى حالتنا هذه ، كتلة البروتون أو الديوترون) .

حاول أن تصيغ نظرية بسيطة يمكنها أن تفسر النسبة بين الطولين الموجيين المعطيين . إستخدم هذين الطولين الموجيين لحساب نسبة كتلة الديوترون إلى كتلة البروتون ، ومن ثم قارن نتائجك مع تلك النسبة التى يمكن الحصول عليها من جدول الكتل النووية .

٨ – هليوم أحادى التأين ، أى ذرة هليوم ينقصها إلكترون واحد تكون – مثل ذرة الهيدروجين – عبارة عن نظام مكون من الكترون واحد يتحرك حول النواة ، ويمكننا على هذا أن نتوقع أن الخطوط الطيفية المنبعثة من أيون الهليوم أحادى التأين مناظرة تماماً لخطوط الطيف المنبعث بواسطة ذرة الهيدروجين . ومع ذلك فالنظامين ليسا متطابقين ؛ فنواة الهليوم تحمل شحنتين أوليين فى حين أن نواة الهيدروجين (البروتون) تحمل شحنة واحدة . من خلال ما ذكر فى هذا الفصل يصبح من الممكن أن نجد مايحدث للطيف تبعاً لزيادة الشحنة المركزية فى الهليوم أحادى التأين بالمقارنة مع الهيدروجين ، ويمكن أيضاً عندئذ أن نتنبأ بالطول الموجى لأى خط منبعث بواسطة الهليوم أحادى التأين بمعلومية الطول الموجى للخط المناظر فى طيف الهيدروجين . بمعنى آخر ، يمكن بدون اللجوء لنظرية مفصلة للتركيب الذرى ، أن نجد النسب لأطوال الموجات المناظرة .

إذا كان واحد من خطوط الهيدروجين المرئية له طول موجى قدره 6562.99 Å . ما هو الطول الموجى المناظر المنبعث من الهليوم أحادى التأين ؟ هل يقع هذا الخط فى المنطقة المرئية ؟

يمكن أن نفترض هنا أن كلتا النواتين ذات ثقل لانهائى . هذا المثال يعلمنا أن الدلائل الأولية المبنية على الأبعاد ، مثل تلك الموضحة فى بند ٢٧ يمكن فى بعض الأحيان أن تستخدم للحصول على تنبؤات كمية دقيقة .

٩ – افترض أن جسيم ألفا يتصادم تصادماً مباشراً مع نواة عددها الشحنى Z وعددها الكتلى A . إشتق تعبيراً على صورة دالة فى العدد الكتلى A للطاقة – بوحدات MeV – التى يجب أن يحملها جسيم α حتى يستطيع الوصول فقط إلى سطح النواة . للسهولة يمكن اعتبار أن النواة تظل ساكنة أثناء التصادم ؛ وأن $A = 2Z$ ؛ كما أن جسيم α يمكن اعتباره شحنة نقطية بدون حجم . إذا لم يصل جسيم ألفا إلى سطح النواة ، فإن القوى النووية قصيرة المدى لاتستطيع أن تؤدى دوراً فى التصادم ، ويستمر حدث التصادم وكأن القوى الكهراستاتيكية فقط هى المؤثرة . الطاقة التى سوف تحسبها تكون على هذا ، وبصورة تقريبية جداً ، طاقة مميزة بحيث أن ناتج

الإستطارة عند الطاقات الأعلى منها سوف يبدى اختلافاً بيناً عن تلك التى يمكن التنبؤ بها فى حالة ما إذا أخذت فقط القوى الكهراستاتيكية فى الاعتبار .

١٠ – فى هذه المسألة سوف نعتبر طاقة التنافر الكهراستاتيكية فى النواة . حيث أن كثافة المادة النووية تكون تقريباً ثابتة فسوف نفترض أن النواة عبارة عن كرة منتظمة الشحنة . هذا النموذج يكون معقولا بالنسبة للأنوية التى ليست خفيفة لدرجة كبيرة .

(أ) بين أن الطاقة الكهرستاتيكية U_e لنواة عددها الكتلى A وعددها الشحنى Z يعطى بالعلاقة

$$U_e \cong A^{5/3}\left(\frac{Z}{A}\right)^2 \times (0.7\,\mathrm{MeV}) \qquad (\mathrm{i})$$

دعنا بالإضافة إلى ذلك نعتبر أن عدد النيوترونات يساوى عدد البروتونات أى $A \cong 2Z$ ، من (i) يمكننا عندئذ الحصول على تعبير للطاقة الكهرستاتيكية لكل نيوكليون ، على وجه التحديد

$$\frac{U_e}{A} \sim A^{2/3} \times (0.17\,\mathrm{MeV}) \qquad (\mathrm{ii})$$

يجب مقارنة هذه الطاقة مع متوسط طاقة الترابط للنيوكليون التى هى فى حدود 8 MeV . وعلى هذا فإننا نرى أنه لقيم A غير الكبيرة جداً تكون الطاقة الكهرستاتيكية لكل نيوكليون صغيرة للغاية . ولكنها تزداد على كل حال مع زيادة A ، هذه الحالة تهيىء لنا تفسيراً للسلوك المنتظم المذكور فى بند ٣٣ . إن طبيعة القوة النووية تكون بحيث أنها إذا أثرت وحدها فإن الأنوية الأكثر استقراراً يكون لها نفس العدد تقريباً من البروتونات والنيترونات . إلا أن القوى الكهرمغناطيسية لها أيضاً تأثير ، والتأثير المحصل لوجود نوعى القوى معاً يؤدى إلى أن تفضل الأنوية التى يزيد فيها عدد النيوترونات على عدد البروتونات . ويزداد هذا السلوك الخاص بفائض النيوترونات مع زيادة العدد الكتلى A .

(ب) كاختبار على صدق هذه الصورة للنواة سوف نعتبر مايلى : نظير الفلورين (غير المستقر) $_9F^{17}$ ونظير الأكسوجين $_8O^{17}$ يختلفان فى الكتلة بمقدار $M(17, 9) - M(17, 8) = 3.0 \times 10^{-3}$ amu. نلاحظ أن النواة الأولى تحتوى على 9 بروتونات و 8 نيوترونات ، فى حين أن الثانية تحتوى على 8 بروتونات و 9 نيوترونات . ويمكننا ، بقول آخر ، أن نحصل على واحدة من الأخرى بتبديل النيوترونات مع البروتونات . وعندئذ نقول أن لدينا زوجاً من **الأنوية المرآوية** .

وقد ذكرنا فى هذا الكتاب أن النيوترونات والبروتونات متشابهة فيزيائياً إلى حد كبير ، فإذا كان هذا صحيحاً فإننا نتوقع أن تكون العيوب الكتلية للنواتين المذكورتين متساوية ، وعلى أى حال ، فالبروتون والنيوترون يختلفان فى الشحنة ، ونفس الشىء يمكن أن يقال عن النواتين التى تكون إحداها مرآة للأخرى . ولنفترض الآن أن النواتين خلافاً لذلك متساويتان ، باستثناء الشحنة ، وقد نحاول أن نعلل الفرق فى العيب الكتلى على أساس من طاقة التنافر الكهراستاتيكية . إجر عملية حسابية لتبين مدى صحة هذه الأفكار .

١١ – بعض من أكثر الأنوية – المعروفة – ثقلا تنحل تلقائياً **بالانشطار** . فى هذه العملية تنقسم النواة إلى جزءين متساويين تقريباً ، بطاقة محررة قدرها حوالى 200 MeV لكل انشطار ، كما أن الانشطار يمكن أن

يكون مستحثاً عن طريق القذف النيوتروني . إذ تمتص النواة النيوترون الساقط لتصبح فى حالة مثارة ومنها تنحل على التوالى بالانشطار . ويعتبر نظير اليورانيوم U^{235} مثالا لتلك النواة التى تعانى انشطاراً مباشراً بعد امتصاص النيوترون . وبما أن العناصر الثقيلة تحتوى على عدد من النيوترونات أكبر من عدد البروتونات مقارنة بالعناصر التى تتوسط الجدول الدورى ، فإن عملية الانشطار سوف تؤدى إلى انبعاث بعض من النيوترونات . هذه هى الحالات التى تجعل التفاعل المتسلسل ممكن الحدوث : فالنيوترونات المنبعثة فى الانشطار تعرض كثيراً من الأنوية القابلة للانشطار على أن تنشطر ، مما يؤدى إلى انبعاث نيوترونات أكثر وهكذا . والمفاعلات النووية وكذلك (انشطار) القنبلة الذرية تعمل على أساس هذا المبدأ .

(أ) قدر الطاقة التى تتحرر (بالسعرات ، وبالكيلووات – ساعة) إذا عانت كتلة قدرها 1 gm من U^{235} إنشطاراً تاماً ، قارن هذه الطاقة بالطاقة التى تتحرر فى تفاعل كيميائى نمطى متضمناً 1 gm من المادة .

(ب) قطعة صغيرة من معدن U^{235} سوف لاتنفجر تلقائياً فى حين أن قطعة كبيرة من نفس المعدن تنفجر تلقائياً . كيف يمكنك أن تفسر هذا ؟

(حـ) لكى تدرس منشأ الطاقة المحررة فى الإنشطار اعتبر بناء على العلاقة (i) فى المسألة رقم ١٠ ، الطاقة الكهرستاتيكية للنواة (ولتكن U^{235}) قبل الإنشطار ومجموع الطاقة الكهرستاتيكية للشظايا . من الواضح أن بعضاً من الطاقة الكهراستاتيكية سوف يتحرر . قدر هذه الطاقة وقارنها بالقيمة 200 MeV لكل انشطار .

١٢ – كتلة نواتين من الديوتيريوم تكون أكبر من كتلة جسيم ألفا (= نواة $_2He^4$) (أنظر جدول ٤ أ الكتل الذرية)

(أ) إحسب الطاقة المحررة إذا عانى 1 gm من الديوتيريوم إندماجاً ليكون هيليوم ، وقارن هذه الطاقة بالطاقة المحررة فى الانشطار .

(ب) ماهو السبب فى أن وعاءاً مملوءاً بالديوتيريوم لاينفجر تلقائياً ؟

١٣ – دعنا نفترض أن الإلكترون عبارة عن جسيم نقطى كلاسيكى ، ودعنا نعتبر أن الإلكترون داخل الذرة يتحرك فى مدار ذى مستوى عمودى على محور z ، بحيث أن كمية حركته الزاوية تكون ثابتة ومساوية للكمية $\hbar$.

(أ) ماهو العزم المغناطيسى المؤثر للإلكترون ؟ سوف نسمى هذا العزم المغناطيسى ماجنتون بوهر واحداً .

(ب) ماهو الفرق فى الطاقة (بدلالة eV) بين الحالة التى يكون فيها عزم مغناطيسى مقداره واحد ماجنيتون بوهر فى نفس اتجاه مجال مغناطيسى مقداره 1000 جاوس والحالة التى يكون فيها اتجاهه فى عكس اتجاه المجال المغناطيسى ؟

(حـ) إفترض أنه فى بلورة من الحديد يوجد عزم مغناطيسى قيمته 1 ماجنيتون بوهر عند موضع كل ذرة فى البلورة ، وافترض بالإضافة إلى ذلك أن كل العزوم المغناطيسية موحدة الاتجاه . هل المغنطة الناتجة تماثل من حيث المقدار المغنطة الموجودة فى الحديد ومغناطيس المشبع ؟

نحن نهتم هنا بتقدير العزوم المغناطيسية التى يمكن أن نتوقع وجودها فى الذرات . ونموذجنا الكلاسيكى البسيط يجب ألا يؤخذ مأخذ الجد تماماً . على أى حال فقد وجد أن الماجنيتون بوهر هو بالفعل مقدار نمطى للذرات . وفى مناقشة المغناطيسية الذرية على أساس الميكانيكا الكمية يمكن للمرء أن يتعرف على نوعين من الإسهام للعزم المغناطيسى أحدهما يرجع إلى « الحركة المدارية » للإلكترون ، ويقابل العزم المغناطيسى الكلاسيكى . والآخر يكون بسبب اللف المغزلى للإلكترون ؛ فالإلكترون له أيضاً كمية حركة زاوية ذاتية تقابل كمية الحركة الزاوية لكرة البلياردو الصغيرة ذات اللف المغزلى حول أحد المحاور المارة بمركزها . قيمة الحركة المغزلية $\hbar/2$ ، وقيمة العزم المغناطيسى المناظر يكون قريباً جداً من واحد ماجنيتون بوهر .

الغرض من التقدير فى الجزء (حـ) من المسألة هو أن نستوضح ما إذا كنا نأمل فى أن نشرح الحديدومغناطيسية بدلالة العزوم المغناطيسية للذرات . نتيجة ذلك التقدير تكون مشجعة ويجب أن نذكر على أى حال أن الحديدومغناطيسية هى ظاهرة معقدة وأن تقديرنا البسيط لايسرد كل القصة .

١٤ – * فى البنود من ١ ﻫ – ٥٦ ناقشنا « الطبيعة الذرية » لبعض المقاييس العيانية للقياس .

إفترض أن مقاييسنا فى الوقت الراهن قد قورنت وضبطت بحيث أن $(\mathrm{m}) = (\mathrm{m})_a$ ، كما وأن الثوابت الذرية الأساسية e ، m ، M_p ، c و $\hbar$ لها القيم المبينة فى جدول ٢ أ بدلالة هذه المقاييس . إفترض بالإضافة إلى ذلك أنه عند الساعة الواحدة صباح يوم ٣٠ مايو عام ١٩٨٨ قد تغيرت فجأة قيم الثوابت α و β إلى

$$\alpha' = \alpha(1 + u), \qquad \beta' = \beta(1 + w)$$

ثم ظلت ثابتة عند قيمها العددية الجديدة . سوف نفترض أن الأعداد u و w صغيرة ولتكن من قدر 1 بالمائة ؛ وإلا كان التغير فى نظام العالم عنيفاً جداً . من المؤكد أن هذه الكارثة الطبيعية سوف تكون عرضة للملاحظة ، ولفترة زمنية (بعد التغلب على الصدمة الأولى) سوف يكون الفيزيائيون مشغولين بإعادة قياس ثوابتهم المقدسة . دعنا نرمز لكميات بعد الكارثة بحروف عليها شرطة .

(أ) أوجد $(\mathrm{m})_{p'}/(\mathrm{m})_{a'}$.

(ب) ماهى القيم الجديدة لكتلة الإلكترون وكتلة البروتون ؟ (بوحدات $(\mathrm{gm})_{p'}$)

(حـ) ماهى القيمة الجديدة لسرعة الضوء ، c' ، بوحدات $(\mathrm{m})_{a'}/(\mathrm{sec})_{a'}$ ؟

(د) ماهى قيمة ثابت بلانك $\hbar'$ ؟

(ﻫ) ماهى القيمة الجديدة لشحنة الألكترون بالوحدات الكهرستاتيكية ، وماهى القيمة الجديدة بدلالة الكولوم ؟

(و) ماذا تصبح كثافة النحاس (بوحدات $(\mathrm{gm})_{p'}/(\mathrm{cm}^3)_{a'}$) بعد الكارثة ؟

---

* هذه المسألة تومىء إلى موضوع متقدم .

الفصل الثالث

مستويات الطاقة

الفصل الثالث

مستويات الطاقة

تخطيطات الحدود

١ — حقيقة أن كل عنصر كيميائى يكون مصحوباً بطيف ضوئى وحيد مميز هو أحد الملامح المدهشة للطبيعة . هذه السمة هى بالإضافة إلى ذلك سمة عامة جداً : فهى لاتقتصر فقط على الذرات ، ولكنها تشمل كذلك الجزيئات والأنوية . هذه الأشياء تبعث وتمتص إشعاعاً كهرمغناطيسياً عند ترددات محددة ، تبدأ من ترددات الراديو (للجزيئات) لتصل إلى منطقة الموجات القصيرة جداً للأشعة السينية ، أو أشعة جاما (للأنوية) . ومن الناحية التاريخية كان ج . ر . كيرشوف و ر . بنزن (G. R. Kirchhoff and R. Bunsen) هما أول من اكتشف الأطياف الضوئية للعناصر فى أواسط القرن التاسع عشر ، فى حين تم اكتشاف طيف ترددات الراديو للجزيئات وطيف أشعة جاما للأنوية فى فترة متأخرة خلال هذا القرن .

وتفسر الأطياف بدلالة مستويات الطاقة للذرات ، والجزيئات والأنوية . ومن خلال دراستنا للأطياف أصبحنا على علم بخاصية بالغة الأهمية للأنظمة المركبة ألا وهى : أن كل نظام من الأنظمة تصاحبه فئة من مستويات الطاقة ، أو الحالات المستقرة ، المميزة للنظام . وتوجد هذه المستويات فى الأنظمة « الصغيرة » مثل الذرات ، الجزيئات والأنوية ، فى مثل هذه الحالات تبرز المستويات بطريقة مباشرة جداً فى الأطياف التى نشاهدها . وأيضاً توجد هذه المستويات فى الأنظمة « الكبيرة » مثل الجوامد ، السوائل والغازات . وقد لا يتبادر إلى أذهاننا للوهلة الأولى أن هناك علاقة بين انبعاث وامتصاص أشعة جاما بواسطة النواة وبين اهتزازات بلورة من الكوارتز فى بعض الأجهزة الإلكترونية ، ولكن هذه العلاقة موجودة بالفعل .

٢ — فى هذا الفصل سوف ندرس مستويات الطاقة فى الأنظمة « الصغيرة » . كما نناقش بعض الحقائق التجريبية الهامة . وسوف نحاول فهم بعض ملامح مايشاهد على أساس من أفكار نظرية بسيطة للغاية . ولن نحاول فى هذا الفصل أن نفسر سبب وجود مستويات الطاقة ، ولكننا سوف نتقبل هذه السمة من سمات الطبيعة على أنها حقيقة عملية أساسية . وفى الفصل الثامن ، سوف نواجه التحدى المنوط بتفسير هذه المستويات وسنرى كيف يمكن فهمها على أساس من الميكانيكا الكمية .

أما نظام عرضنا فسوف يكون إلى حد ما مسايراً للتطور التاريخى للموضوع . إذ أن كثيراً من سمات الأطياف الذرية التى نناقشها فى هذا الفصل قد تم اكتشافها قبل نشوء نظرية مرضية للتركيب الذرى بزمن طويل (أى ميكانيكا الكم) . إلا أن تحليلنا لن يكون فى حقيقته تاريخياً . نحن نرغب فى مناقشة الحقائق العلمية التى تختص بمستويات الطاقة بشكل عام ، وعلى هذا فسوف نناقش أيضاً الأنوية ، على الرغم من أن خواص الأنوية عرفت بعد ذلك بزمن طويل .

4742.5—4728.6 A.

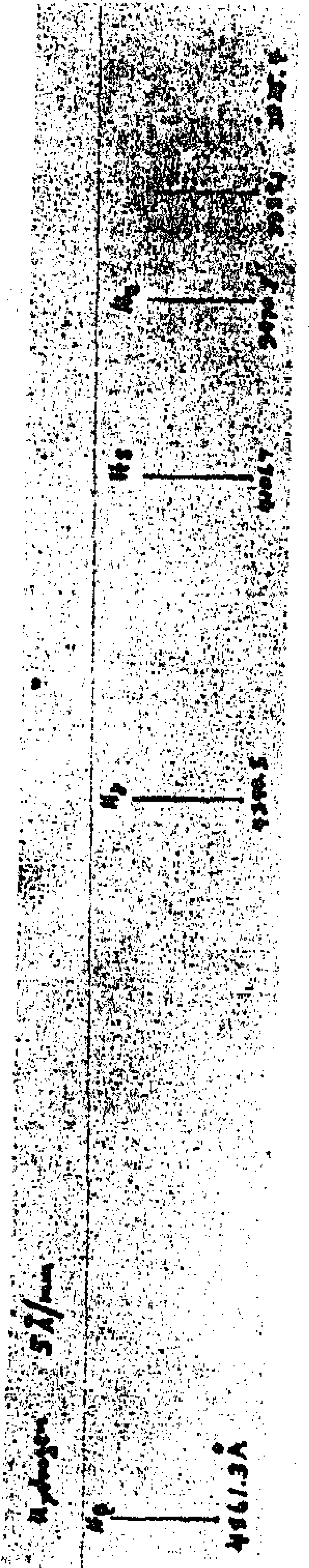
Wave-length	Ele-ment	Intensities Arc	Spk., [Dis.]	R	Wave-length	Ele-ment
4742.589	Mo	–	10	–	4737.642	Sc I
4742.549	Er	3 w	–	–	4737.626	U
4742.5	bh Sc	5	–	Me	4737.561	Pt I
4742.481	Sm	3	–	–	4737.350	Cr
4742.392	Nd	4	–	–	4737.282	Ce
4742.333	U	10	3	–	4737.1	bh C
4742.325	Pr	7	–	–	4737.05	Tl II
4742.265	Th	4 l	2	–	4736.965	Zr
4742.25	Se I	–	[500]	Rd	4736.958	Sm
4742.227	Sm	2	–	–	4736.945	Er
4742.110	Ti I	15	1	–	4736.9	bh Z
4742.04	Ho	10	3	Ex	4736.79	Dy
4741.997	Er	3 w	–	–	4736.782	Ca
4741.937	Ge II	–	50	–	4736.780	Fe
4741.922	Sr I	30	–	ISn	4736.688	Pr
4741.78	Cd II	–	3	Vs	4736.637	Mc
4741.775	Eu	10 W	–	–	4736.608	Eu
4741.726	Sm II	80	–	–	4736.6	Rt
4741.71	O II	–	[20]	Fl	4736.491	Cl
4741.539	Dy	3	2	–	4736.490	S[illegible]
4741.533	Fe I	12	1	S	4736.30	T[illegible]
4741.520	W	12	2	–	4736.203	[illegible]
4741.503	Pr	30	–	–	4736.151	[illegible]
4741.404	Yt I	2	3	–	4736.116	
4741.398	Er	20	–	–	4736.089	
4741.282	U	1	2	–	4736.062	
4741.269	Ru	4	–	–	4735.94	
4741.10	Tm	3	–	Me	4735.93	
4741.018	Sc I	100	60 h	–	4735.848	
4741.005	Pr	6	–	–	4735.847	
4740.97	Se II	–	[600]	Bl	4735.77	
4740.928	Dy	3	2	–	4735.76	
4740.68	Cl I	–	[10]	Ks	4735.66	
4740.614	Cb	3	3	–	4735.4[illegible]	
4740.524	Eu	500	2	–	4735.4[illegible]	
4740.517	Th	20	15	–	4735.3	
4740.5	bh Zr	8	–	L	4735.3	
4740.40	Cl II	–	[150]	Ks	4735.[illegible]	
4740.359	Mo	5	5	–	4735[illegible]	
4740.331	Ru	7	–			

شكل ١ أ جزء صغير جداً من جدول الأطوال الموجبة :

Massachusetts Institute of Technology Wave-length Tables, compiled under the direction of G. R. Harrison (MIT Press, Cambridge, Mass., 1939).

هذا الجدول الذى يتكون من 429 صفحة ، يتضمن أكثر من 100, 000 من خطوط الطيف التى تقع بين 10, 000 A و 2, 000 A . كل صفحة بها ثلاثة أعمدة ، والخطوط مدرجة تبعاً لتناقص الطول الموجى . وتم توضيح العنصر الكيميائى المناظر لكل خط ، كما توجد بعض النتائج عن طرق الإثارة والشدات .

ومن المألوف أن تجدول الأطوال الموجية فى المنطقة المرئية كما قيست فى الهواء ، فى حين أن الأطوال الموجية فى المنطقة فوق البنفسجية تشير إلى الفراغ. وفى المنطقة المرئية يكون لدينا على وجه التقريب $\lambda_{vac} = 1.0003\ \lambda_{air}$.
(بالإذن من *MIT Press*)



شكل ١ ب : طيف الهيدروجين . (الأطوال الموجية بالأنجستروم) .
إن مظهر هذا الطيف فى المنطقة المرئية لايبدو للوهلة الأولى ذا تأثير خاص . إلا أن الأطوال الموجية للهيدروجين ذات أهمية كبيرة جداً . إذ أن ذرة الهيدروجين هى أبسط الذرات الموجودة ولذا فهى تؤدى دور حجر المحس لكل النظريات الخاصة بالذرات : هذا الطيف يجب أن يفسر . ولقد كان تقدماً ملحوظاً فى فهمنا للطبيعة أن استطاع بوهر تعليل هذه الخطوط . وتستطيع ميكانيكا الكم الحديثة أن تعلل لكل شىء يمكن رؤيته فى هذه الصورة ، بل وأكثر من ذلك ، ويعتبر تاريخ نظرية ذرة الهيدروجين بالفعل فصلا مثيراً من سجلات الطبيعة .

(الطيف صورة بواسطة *Dr. D. Goorvitch, Berkeley* ، لهذا الكتاب) .

٣ – فى فترة مبكرة لوحظت بعض الانتظامات التى تسترعى الإنتباه فى الأطياف الذرية . كمثال على ذلك نذكر مبدأ رتز (Ritz) للضم ، الذى على أساسه تكون الأعداد الموجية لخطوط طيفية كثيرة فى أحد العناصر مساوية لفروق ، أو مجاميع ، الأعداد الموجية لأزواج أخرى من الخطوط فى نفس العنصر . وعلى سبيل المثال شوهدت الخطوط التالية لعنصر معين*: $\bar{\nu}_1 = 82258.27\ \text{cm}^{-1}$ ، $\bar{\nu}_2 = 97491.28\ \text{cm}^{-1}$ ، . $\bar{\nu}_5 = 15232.97\ \text{cm}^{-1}$ ويكون لدينا $\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = 15233.01\ \text{cm}^{-1}$ الذى يكون قريباً من $\bar{\nu}_5$

* لن نفشى هنا سر التعرف على الذرة ، لأن هذا سوف يجرد المسألة ١ فى نهاية هذا الفصل من كل طرافة .

لدرجة تجعل من الصعب علينا أن نصدق أن هذا الاتفاق هو مجرد « صدفة » خاصة وأن نفس السمة تحدث لخطوط أخرى لنفس العنصر كما تحدث لخطوط كثيرة للعناصر الأخرى .

وقد اكتشف فيما بعد مبدأ أكثر شمولا : وهو أن العدد الموجي ν لأى خط منبعث من الذرة يمكن التعبير عنه بدلالة الفرق $\bar{\nu} = T' - T''$ لحدين طيفيين T' and T'' فكل ذرة تكون مميزة بفئة من مثل هذه الحدود (مميز عنها كأعداد موجية) ، وتعرف بنظام الحدود للذرة .

هذا المبدأ يحتوى على مبدأ ريتز للضم . إفترض أن ثلاثة خطوط طيفية مصحوبة بثلاثة حدود كما يلى :

$$\bar{\nu}_{12} = T_1 - T_2, \quad \bar{\nu}_{13} = T_1 - T_3, \quad \bar{\nu}_{23} = T_2 - T_3 \qquad (٣ أ)$$

عندئذ يكون لدينا

$$\bar{\nu}_{23} = (T_1 - T_3) - (T_1 - T_2) = \bar{\nu}_{13} - \bar{\nu}_{12} \qquad (٣ ب)$$

الذى هو مثال لمبدأ الضم .

٤ — ويفسر الحد الطيفى الآن وكأنه يناظر مستوى الطاقة فى الذرة ، وعلى هذا يفسر تخطيط الحدود على أنه تمثيل لفئة مستويات الطاقة المميزة للذرة محل البحث . هذه الفكرة صيغت فى أول الأمر بواسطة نيلز بوهر فى بحثه حول ذرة الهيدروجين** .

لنعتبر الموضوع فى ضوء ما نعرفه بالفعل حول الطبيعة الكية للإشعاع الكهرمغناطيسى . كم الضوء ، أو الفوتون ، ذو التردد ν ومن ثم ذو العدد الموجى $\bar{\nu} = \nu/c$ يحمل الطاقة $E = h\nu = (hc)\,\bar{\nu}$. هذه الطاقة هى الفرق بين الطاقتين $E' = (hc)\,T'$ و $E'' = (hc)\,T''$ إذا كان العدد الموجى هو الفرق بين الحدين T' و T'' . فالحدود على هذا يمكن التعبير عنها بالتناوب كطاقات أو أعداد موجية أو ترددات ، ذلك لأن هذه الكميات مرتبطة خلال الثوابت h و c . فى ضوء هذا يمكننا القول بأن جدولا من الحدود الطيفية هو جدول من « مستويات الطاقة » ، وكما سنرى فإن هذا الأسلوب فى التعبير له أهمية فيزيائية حقيقية : إنه أكثر من مجرد تغيير فى المصطلحات .

٥ — فى بعض التقارير الأولية للأطياف الذرية والتركيب الذرى يصاغ الموضوع إلى حد ما على صورة فرضين نظريين على النحو التالى :

I — « يمكن أن توجد الذرة فقط فى بعض الحالات المستقرة المحددة من الحركة الداخلية . هذه الحالات تكون فئة منفصلة ، وتكون كل حالة مميزة بقيمة محددة للطاقة الكلية » .

** N. Bohr, *Philosophical Magazine* **26**, 1 (1913).

II — « عندما تبعث أو تمتص ذرة إشعاعاً كهرمغناطيسياً فإنها تقفز من حالة مستقرة واحدة إلى أخرى . فإذا قفزت الذرة من مستوى طاقة أعلى E_u إلى مستوى طاقة أقل E_l (عندئذ تكون $E_u > E_l$) فسوف ينبعث فوتون ، ويكون تردد الفوتون المنبعث ω معطى بالعلاقة* .

$$h\nu = \hbar\omega = E_u - E_l \qquad (٥ أ)$$

عكس عملية الإنبعاث هى عملية امتصاص فوتون تردده ω ، فى مثل هذه العملية تقفز الذرة من مستوى طاقة أقل إلى مستوى طاقة أعلى » .

والآن يجب أن نلاحظ فى الحال أنه إذا مافسر الفرضان السابقان تفسيراً حرفياً ، فإن الفرض الأول قد يبدو واضح الخطأ . « فالحالات العليا » لايمكن أن تكون ذات ثبات مطلق أو مستقرة على الإطلاق لأن الذرة بالفعل تضمحل من هذه الحالات تلقائياً . ويكون هذا الاضمحلال سريعاً جداً بمقياس الزمن العيانى : ويمكننا أن نورد على سبيل المثال زمناً قدره 10^{-8} ثانية كرتبة كبر تقديرية تصف أزمنة الأعمار النمطية للحالات المثارة للذرات . ويجب أن نلاحظ ، على أية حال ، أن زمن العمر هذا يعتبر إلى حد ما طويلا بمقياس الزمن الذرى . فتردد الفوتون الضوئى يكون من رتبة $10^{14}\ sec^{-1}$ ، وعلى هذا يكون الزمن الدورى المناظر أقصر بكثير من زمن العمر النمطى للحالة المثارة .

بالنسبة للفرض الثانى يمكننا القول بأنه ليس غنياً بالمعلومات : فقد تركنا تماماً فى الظلام بالنسبة لما هو مقصود من أن الذرة « تقفز » من حالة إلى أخرى . وبعض الكتاب فى الواقع لايستخدمون كلمة « تقفز » على الإطلاق ، ولكنهم بالأحرى يقولون أن « الذرة تنتقل من حالة إلى أخرى » ومما لاشك فيه أن طريقة التعبير هذه أكثر شيوعاً على المستوى التعليمى ، ولكنها ليست أكثر وفرة بالمعلومات . ما الذى يحدث بالضبط عند ماتؤدى الذرة الإنتقال ؟

بالرغم مما قلناه فى التو ، فالقارىء لاينبغى أن يرفض الفرضين السابقين على أنهما عديمى المعنى ، بل يجب اعتبارهما كتقريب أولى لوصف الظواهر شديدة التعقيد ، وبهذا الاعتبار فإنهما يخدمان غرضاً مفيداً .

٦ — لكى تأخذ فى الإعتبار خطوط الطيف المشاهدة فى ذرة (أو جزىء أو نواة) سنحاول أن ننشىء تخطيط الحدود أو نظام مستوى الطاقة ، للذرة ، ويكون مفهوماً لنا أنه عبارة عن قائمة بعدد من مستويات الطاقة E_0 ، E_1 ، E_2 ، . . . ، الخ . بحيث أن كل خط طيفى مشاهد يناظر انتقالا بين مستويين من مستويات الطاقة لتخطيط الحدود .

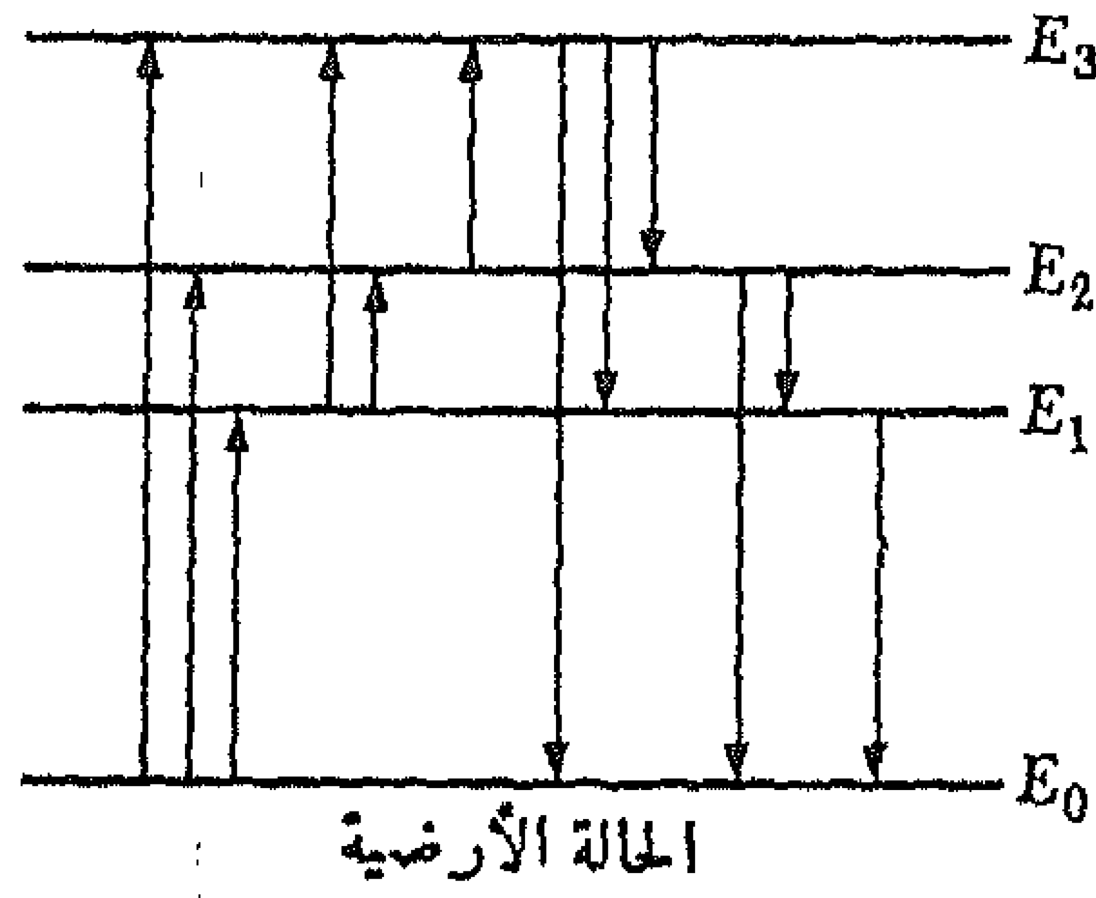
---

* كما شرحنا فى بند ٨ ، الفصل الثانى ، كلا من ν والكمية المصاحبة $\omega = 2\pi\nu$ تسميان « بالتردد » . بالمثل كل من h و $\hbar = h/2\pi$ تسميان « ثابت بلانك » وفيما يلى سوف نستخدم فى الغالب ω و $\hbar$ لأن المؤلف يفضلهما أكثر من ν و h .

مقاطع عديدة لطيف الحديد المصورة على نفس لوح الزجاج . الأطوال الموجية المكتوبة على اللوح هي بدلالة الأنجستروم . والغرض من هذه الصورة بالذات لم يكن لقياس الأطوال الموجية للحديد ، ولكن بالأحرى لاستخدام هذه الأطوال الموجية المعروفة جيداً لمعايرة مرسمة الطيف ذات المنشور الكوارتزي .
(صورة بالأذن من *Professor S. P. Davis, Brekeley*) .

طيف الهيليوم (الخطوط الطويلة) مركب فوق طيف الحديد (الخطوط القصيرة) . والأعداد التى على اللوح تعطى الأطوال الموجية للهليوم بالأنجستروم ويبدو التباين بين تعقيد طيف الحديد وبساطة طيف الهليوم بوضوح شديد .
(صورة بالأذن من *Professor S. P. Davis, Berkeley*)

نظام مستويات الطاقة المنشأ بهذه الطريقة غالباً مايمثل بيانياً على هيئة تخطيط الحدود الموضح فى شكل ٦ أ . وتدل الخطوط الأفقية على أربعة مستويات طاقة للنظام كما تدل الخطوط الرأسية بين المستويات على الإنتقالات المحتملة ، أما رءوس الأسهم فتدل على ما إذا كان الانتقال يتجه إلى أعلى (امتصاص) أو إلى أسفل (انبعاث). ومدون تحت الشكل الانتقالات الستة المحتملة . ومن المألوف أن نرسم تخطيط الحدود مقابل مقياس رأس خطى للطاقة وعلى هذا تكون ترددات الانتقال متناسبة مع أطوال الأسهم (أو الخطوط) بين المستويات .



شكل ٦ أ تخطيط الحدود مبيناً أربعة مستويات للطاقة . والانتقالات
بينها ، والترددات الممكنة هي :

$$\omega_{30} = \frac{(E_3 - E_0)}{\hbar} \qquad \omega_{31} = \frac{(E_3 - E_1)}{\hbar}$$

$$\omega_{20} = \frac{(E_2 - E_0)}{\hbar} \qquad \omega_{21} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$$

$$\omega_{10} = \frac{(E_1 - E_0)}{\hbar} \qquad \omega_{32} = \frac{(E_3 - E_2)}{\hbar}$$

وكما يبين الشكل فإن عدداً صغيراً نسبياً من الحدود يرسم عدداً أكبر بكثير من الخطوط : فعدد أزواج المستويات التى يمكن تكوينها من عدد n من المستويات يساوى $n(n-1)/2$. ويجب أن نذكر ، على أى حال ، أننا لانشاهد على وجه العموم خطوطاً طيفية مناظرة للإنتقالات بين كل أزواج الطاقة الممكنة ، وفى هذا الصدد يكون شكل ٦ أ مضللا إلى حد ما . وسوف نناقش هذه النقطة الهامة فيما بعد .

لكى نقدر تماماً درجة التنظيم التى ستحدثها هذه الطريقة فى دراسة الأطياف فإننا نحتاج فقط أن ننظر إلى بعض الأطياف الذرية الأكثر تعقيداً ، أو قد يكون من الأفضل أن ننظر إلى الأطياف الشريطية الجزيئية . (أنظر أشكال ٦ ب ، والأطياف الأخرى المذكورة فى هذا الفصل) . ويبين النوع الأخير للطيف بشكل مميز عدداً من الشرائط التى تبدو مكونة من عدد هائل من الخطوط الطيفية المتقاربة . وللوهلة الأولى يبدو الطيف الجزيئى الشريطى بالغ التعقيد . وعلى الرغم من ذلك فقد كان من الممكن أن نستحدث تنظيما داخل هذا التعقيد : وفى حالات كثيرة يمكننا أن ننشىء تخطيط الحدود الذى يتناول بالشرح كل خط طيف نشاهده .

٧ — إعتبر مرة أخرى شكل ٦ أ ودعنا نفترض أن الشكل يبين تخطيط الحدود لذرة ما ، فى مثل هذه الحالة تكون الإنفصالات بين المستويات ذات قيمة نمطية من رتبة واحد إلكترون فولت تقريباً .

إفترض أننا ندرس طيف الإمتصاص للذرة . باستخدام ضوء ينبثق من مصدر ذى توزيع طيفى مستمر ، فإننا نلاحظ خطوط الإمتصاص للضوء بعد مروره خلال طبقة من غاز (أحادى الذرة) مكون من الذرات محل البحث . إفترض بالإضافة إلى ذلك أن الغاز بارد لدرجة معقولة ، وليكن عند درجة حرارة الغرفة ، عندئذ سوف نشاهد خطوط الإمتصاص عند الترددات ω_{30} و ω_{20} و ω_{10} ، ولكننا لن نشاهدها عند الترددات الثلاثة الباقية . وتفسير ذلك بسيط للغاية : فالأغلبية الساحقة لذرات الغاز تكون فى الحالة الأرضية ، وعلى هذا فسوف نلاحظ فقط الإنتقالات من الحالة الأرضية إلى أى من الحالات الأعلى .

شكل ٦ ب أجزاء من الطيف لجزىء C_2 ، مأخوذ عند استطارتين مختلفتين . الطيف الذى على اليسار مأخوذ عند استطارة منخفضة ، ويبين « الشرائط » المميزة للأطياف الجزيئية . والطيف الذى على اليمين مأخوذ باستطارة أعلى بكثير (أنظر الأطوال الموجية بالأنجستروم على اللوح) . الخطوط التى تكون الشرائط يمكن رؤيتها هنا بوضوح .
(صورة بالأذن من *Professor S. P. Davis, Brekeley*)

وعند زيادة درجة الحرارة يزداد احتمال وجود الذرات فى الحالات المثارة . وسوف نتعلم فى الجزء الخامس من سلسلة بيركلى* أن نسبة عدد الذرات فى الحالة المثارة النونية (n : th) إلى عدد الذرات فى الحالة الأرضية لغاز محفوظ عند درجة حرارة T تعطى بالعلاقة

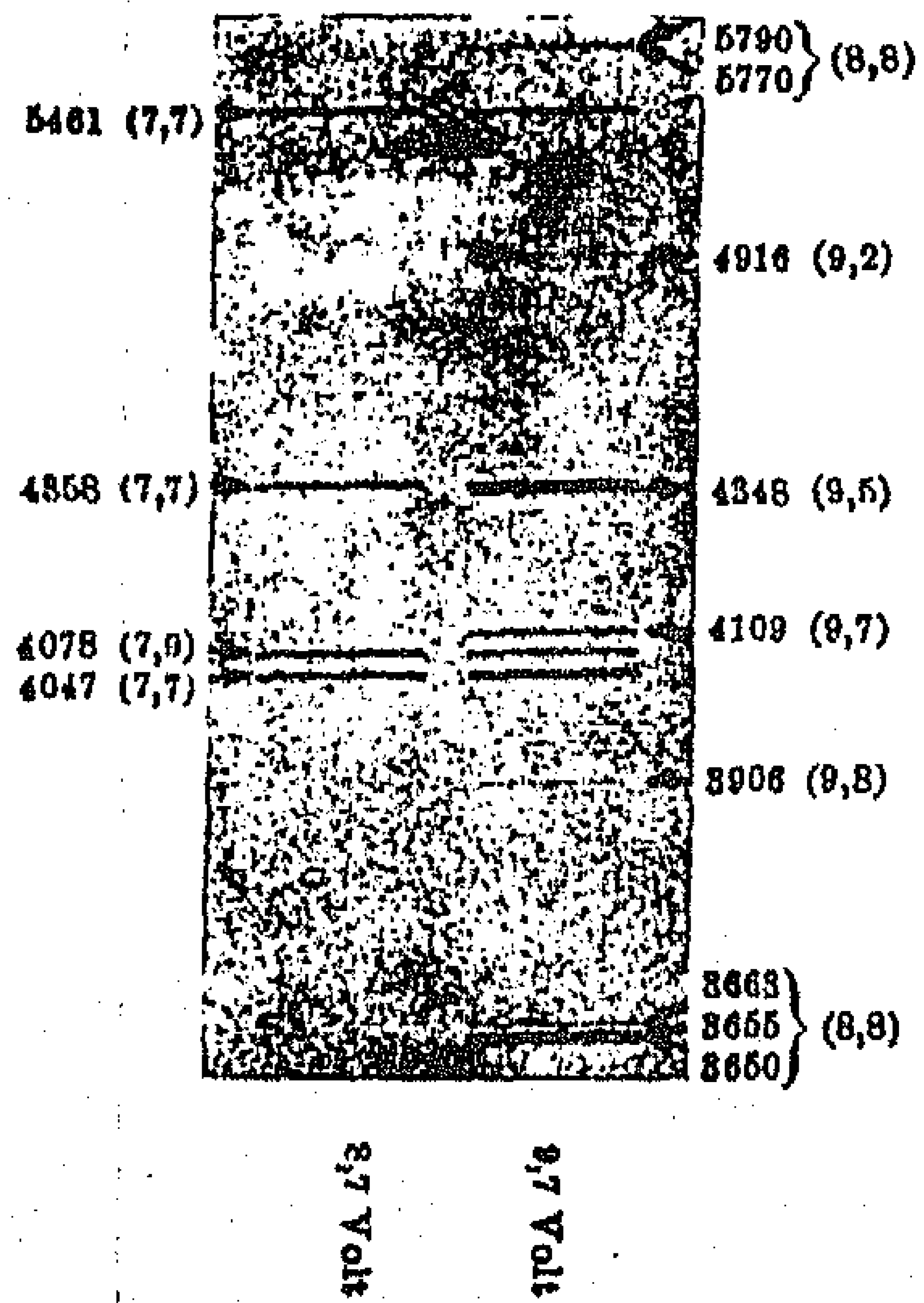
$$\frac{N_n}{N_0} = \exp\left(-\frac{E_n - E_0}{kT}\right) \quad (٧ أ)$$

* Berkeley Physics Course, Vol. V, *Statistical Physics.*

عند درجة « حرارة الغرفة » ، التى لها $kT \approx (1/40)\ \mathrm{eV}$ ، تمثل هذه النسبة عدداً صغيراً مهملا وبالتالى فإن الغاز البارد سوف لايبعث ضوءاً (مرئياً) إلا إذا أثيرت الذرات ببعض الوسائل (الخارجية) الأخرى .

٨ – إذا درسنا **طيف الإنبعاث** لغاز من الذرات المثارة على سبيل المثال بواسطة التفريغ الكهربى ، فقد يمكننا مشاهدة كل خطوط الطيف المبينة . فعند اصطدام إحدى الذرات الموجودة أصلا فى الحالة الأرضية بإلكترون ذى طاقة فقد ينقل الإلكترون جزءاً من طاقته إلى الذرة ، وهذا يسبب انتقال الذرة إلى إحدى الحالات الأعلى والتى تضمحل منها بالتالى إلى مستوى أدنى مع انبعاث ضوء . إنه لأمر واضح بذاته أن هذه العملية لاتحدث إلا إذا كان للإلكترون طاقة كافية لرفع الذرة إلى إحدى الحالات المثارة . فإذا كانت طاقة الإلكترون أقل من $(E_1 - E_0)$ فإن الإلكترون يعانى فقط تصادماً مرنا مع الذرة . وإذا كانت طاقته أعلى من ذلك فإن التصادمات غير المرنة التى تؤدى إلى انبعاث ضوء تصبح محتملة .

وهناك اختبار تجريبى واضح لهذه الصورة ، وكذلك للأفكار العامة التى يرتكز عليها الفرضان اللذان أوردناهما فى بند ٥ . فنحن ببساطة نغير طاقة الإلكترونات المستخدمة فى إثارة الذرات ، وبزيادة الطاقة تظهر بالضرورة خطوط انبعاث جديدة . ويبين شكل ٨ أ بعض نتائج مثل هذه التجربة لغاز من ذرات الزئبق . وكما نرى فإن مظهر الطيف المنبعث يتغير بالطريقة المتوقعة ، ويمكن أن نعلل للتغيرات الناتجة على أساس تخطيط الحدود الموضح فى شكل ٨ ب .



شكل ٨ أ طيف ذرة الزئبق عند إثارتها بواسطة التصادمات مع الإلكترون ، مأخوذ عند طاقتين مختلفتين للإلكترون . هذه الصورة مأخوذة من

G. Hertz, «Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoss, I», *Zeitschrift für Physik* 22, 18 (1924)

عندما تزداد طاقة الإلكترون من 8.7 eV (الطيف الأيسر) إلى 9.7 eV (الطيف الأيمن) تظهر فئة بأكلها من الخطوط الجديدة ، التى لايظهر منها أثر فى الطيف الأيسر . الأعداد التى بداخل الأقواس فى الشكل توضح طاقات الإلكترون التى تظهر عندها الخطوط أولا ، والأعداد التى بدون أقواس هى الأطوال الموجية بالأنجستروم . (بالأذن من *Springer Verlag*)

cm^{-1} eV

79661 — 9.88
78404 — 9.72
77064 — 9.55
74405 — 9.22
71431 — 8.86
71396 — 8.85
71336 — 8.84
71333 — 8.84

3906 4108 4348 4916 5791 5770 5790 3650 3655 3663

63928 — 7.93
62350 — 7.73
54069 — 6.70

5461 4078 4358 4047

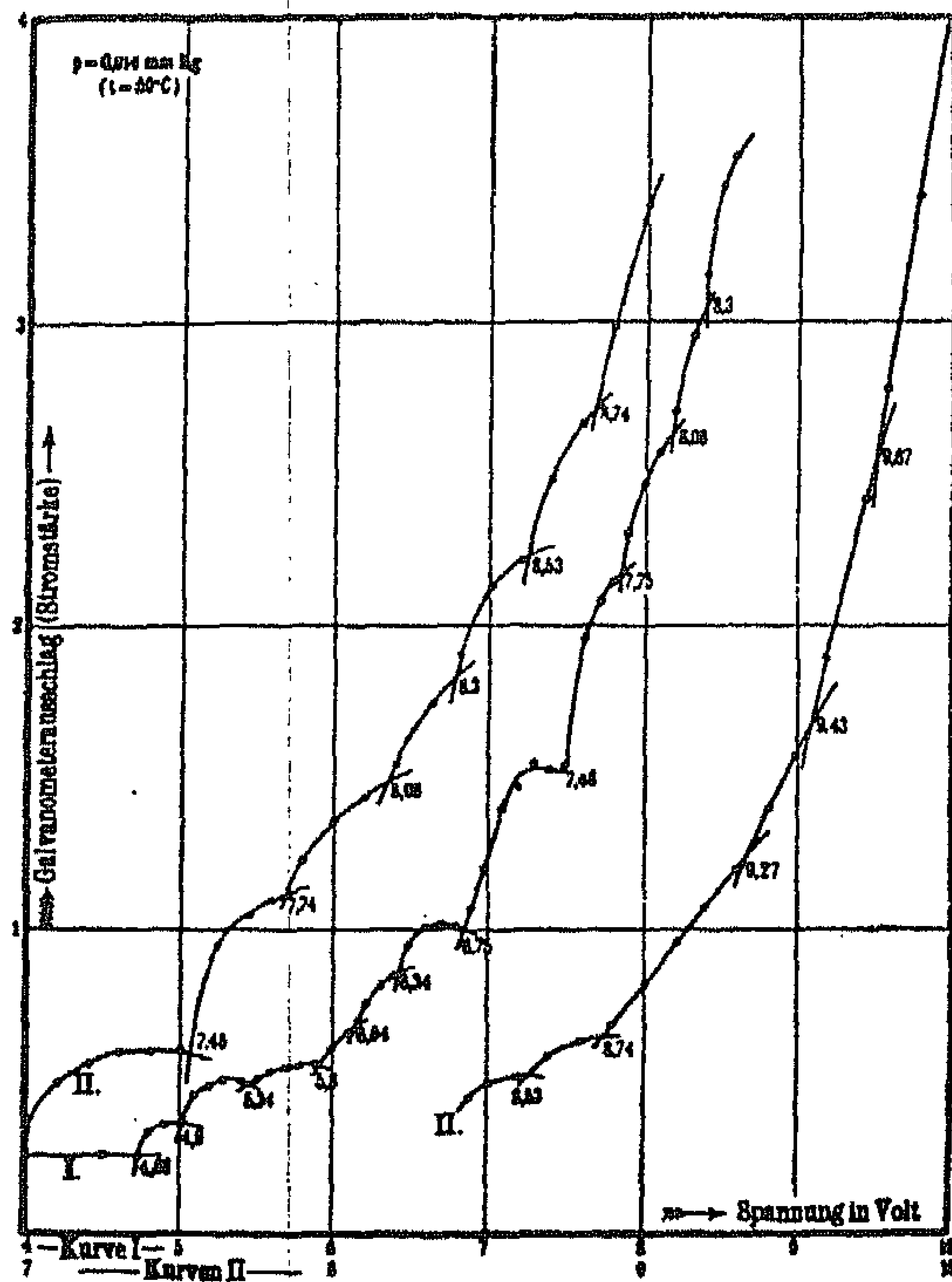
44043 — 5.46
39412 — 4.89
37645 — 4.67

(1850) (2537)

0 — 0

شكل ٨ ب تخطيط الحدود المبسط للغاية لذرة الزئبق المتعادلة ، موضحاً المستويات المتضمنة فى الانتقالات المرئية فى شكل ٨ أ . الأعداد التى على على اليسار هى طاقات المستويات معبر عنها كأعداد موجية . الطاقات المناظرة بوحدات eV موضحة على اليمين . لاحظ أن تخطيط الحدود هذا لم يرسم بمقياس نسبى . المستويات التى حذفت نتائجها العددية مبينة على اليمين . والأعداد التى على خطوط الإنتقال هى الأطوال الموجية بالأنجستروم . كل الإنتقالات إلى الحالة الأرضية تقع فى المنطقة فوق البنفسجية . إثنان من هذه الإنتقالات موضحة فى الرسم (مع الأطوال الموجية داخل الأقواس) . هذه الخطوط غير مرئية فى الأطياف التى فى شكل ٨ أ . وتقع نهاية التأين عند 84184 cm^{-1} (المناظرة لـ 10.4 eV) .

٩ – يوضح الرسم البيانى فى شكل ٩ أ نتائج تجربة مماثلة . فذرات الزئبق التى تكون غازاً عند ضغط منخفض تثار عند قذفها بالإلكترونات . وتضمحل الذرات المثارة لتعود إلى الحالة الأرضية مع انبعاث فوتونات ، ويلاحظ وجود هذه الفوتونات (خاصة الفوتونات فوق البنفسجية) عن طريق قياس التيار الكهرضوئى الذى ينشأ نتيجة لسقوط هذه الفوتونات على إلكترود من الحديد . وعندما تزداد طاقة إلكترونات القذف يمكن لمستويات جديدة أن تثار ، وبناء على هذا يزداد احتمال حدوث انتقالات جديدة . وعند كل مستوى طاقة جديدة لذرة الزئبق يزداد فجأة معدل زيادة عدد الفوتونات المنبعثة مع طاقة الإلكترون ، وعلى هذا يكون ميل المنحنى عند هذه الطاقات غير متصل . ويجب مقارنة مواضع عدم الاتصالات هذه فى شكل ٩ أ مع المستويات المبينة فى تخطيط الحدود فى شكل ٨ ب .



شكل ٩ أ إثارة ذرات الزئبق بواسطة التصادمات مع الإلكترون .
الشكل مأخوذ من

J. Franck and E. Einsporn, «Uber die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes», *Zeitschrift fur Physik* 2, 18 (1920).

والإحداثى السينى يبين الطاقة للإلكترونات (بمقياسين مختلفين) والأحداثى الرأسى هو قياس للضوء المنبعث بواسطة ذرات الزئبق . (أنظر تفسير ذلك فى الكتاب) . عند زيادة طاقة الإلكترون فإن مستويات جديدة سوف تثار ولكل مستوى جديد يتغير ميل المنحنى تغيراً مفاجئاً لأن الإنتقالات الجديدة المتضمنة فوتونات إضافية أصبحت ممكنة .

الذرات تكون غازاً من الزئبق ، عنـد ضغط **0.014 mm Hg** ودرجة حرارة 50°C . (بالأذن من *Springer Verlag*) .

من الصعب أن نعين بالضبط طاقة إلكترونات القذف ، وعلى الرغم من ذلك فإن قياسات مثل هذه يمكن بوضوح أن تكون مفيدة جداً فى تعيين نظام مستويات الذرة . فالمنحنى المبين فى شكل ٩ أ يحدد المواضع التقريبية للعديد من هذه المستويات . وتتكامل هذه النتائج بقياسات دقيقة للأطوال الموجية للخطوط المنبعثة . وبما أننا نستطيع أن نلاحظ عند أية طاقات للإلكترون يظهر الخط أولاً (إذا استخدمنا طريقة الإثارة

بالكترونات القذف) ، فإنه يمكننا الحصول على معلومات عن المستويات المتضمنة فى الإنتقالات ، كما نحصل على معلومات إضافية بدراسة طيف الامتصاص : فى هذه الحالة نحن نعرف أن الحالة الأرضية يجب أن تكون المستوى الأدنى .

هذه الطرق وكثير غيرها قد استخدمت فى الماضى ، وما زالت تستخدم ، لتجميع قدر هائل من النتائج عن الأطياف الذرية والمستويات الذرية .

١٠ — إن ظاهرة الفلورة يمكن فهمها بسهولة بناء على شكل ٦ أ ، إذ تمتص ذرة فى حالتها الأرضية فوتوناً ذا طاقة $(E_3 - E_0)$ ، وبناء على ذلك تعمل انتقالا إلى مستوى الطاقة E_3 . وقد تضمحل من هذا المستوى عن طريق مستويات أخرى ، وعندئذ سوف تشاهد فوتونات لها كل الترددات المدرجة فى شكل ٦ أ . على أساس من هذه الصورة يمكننا أن نفهم فى الحال قاعدة ستوكس (Stokes) : تردد الضوء المنبعث فى الفلورة لايمكن أن يزيد عن تردد ضوء الإثارة . هذه القاعدة سارية المفعول على وجه العموم ، بالرغم من الاستثناءات التى قد تحدث إذا لم تكن بعض الذرات التى تمتص ضوء الإثارة أصلا فى الحالة الأرضية . فى البحث* الذى ناقش فيه أينشتين التأثير الكهرضوئى ناقش أيضاً قاعدة ستوكس من منطلق الصورة الفوتونية . فى ذلك الوقت لم تكن قد ولدت بعد فكرة مستويات الطاقة ، ولكن القاعدة يمكن فهمها أيضاً إذا افترضنا أن طاقة الكم المنبعثة يجب أن تستمد من طاقة الكم الممتصة .

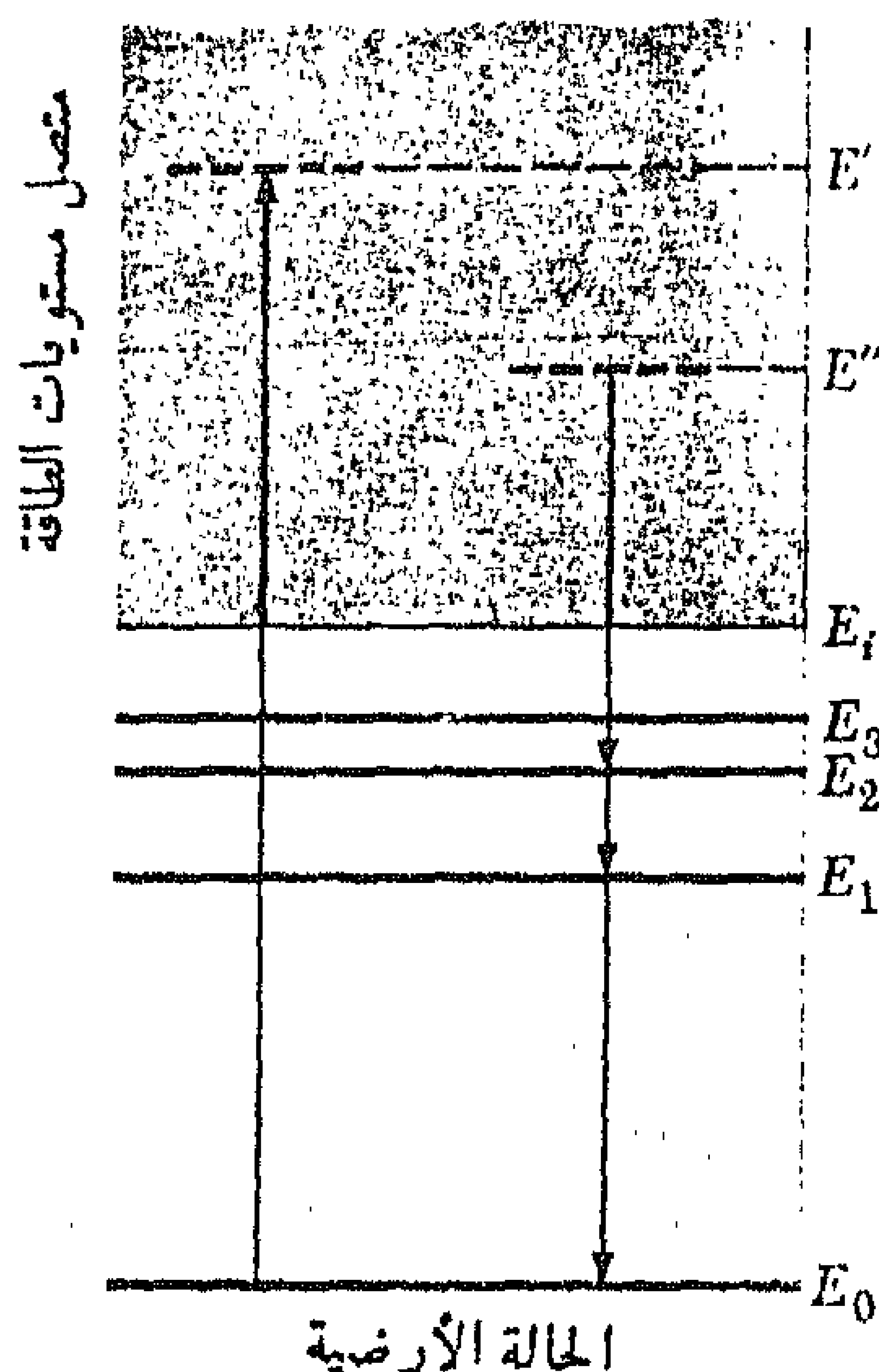
١١ — عند طاقة معينة أعلى من طاقة الحالة الأرضية تصبح الذرة مؤينة . وطاقة التأين هى أقل طاقة يمكن أن يوجد عندها إلكترون وأيون الذرة وحيدة التأين منفصلين تماماً عن بعضهما البعض . عند هذه الطاقة والطاقات الأعلى لم تعد « الذرة » هى الذرة ، ولكننا يمكن أن نعتبر النظام مكوناً من أيون ذرة أحادية التأين وإلكترون . ويمكن لهذا النظام أن تكون له أية طاقة نشاء أعلى من طاقة التأين . وعلى هذا تشتمل فئة الطاقات المحتملة للنظام على فئة المستويات المنفصلة الأقل من طاقة التأين ، والمستمرة أو المتصلة الأعلى من هذه الطاقة . هذه الحالة مبينة تخطيطياً فى شكل ١١ أ . وتمثل المنطقة المظللة أعلى مستوى التأين E_i متصل مستويات الطاقة .

يمثل الخط الرأسى إلى اليسار الإنتقال من الحالة الأرضية إلى الطاقة E' فى متصل مستويات الطاقة من خلال امتصاص فوتون طاقته ($E' - E_0$) . وتعرف هذه العملية بالتأثير الكهرضوئى للذرة المفردة . ويظهر الإلكترون المنطلق بطاقة حركة قدرها $(E' - E_i)$.

العملية العكسية للتأين الضوئى (التأثير الكهرضوئى) هى عبارة عن إعادة تجميع بين الإلكترون وأيون الذرة وحيدة التأين بفعل الإشعاع . هذه العملية موضحة بالخط الرأسى الذى على اليمين فى شكل ١١ أ . إذ يصطدم إلكترون طاقة حركته ($E'' - E_i$) بالأيون (الساكن) « وتقفز » المجموعة عائدة إلى مستوى الطاقة E_2

* A. Einstein, *Annalen der Physik* 17, 132 (1905).

مع إنبعاث فوتون طاقته ($E'' - E_2$) . ومن هذا المستوى تستمر الذرة فى النزول إلى الحالة الأرضية عن عن طريق مستوى الإثارة الأول كما هو مبين بالأسهم . وفى كل انتقال فى هذاالتتابع ينبعث فوتون بالتردد الملائم .



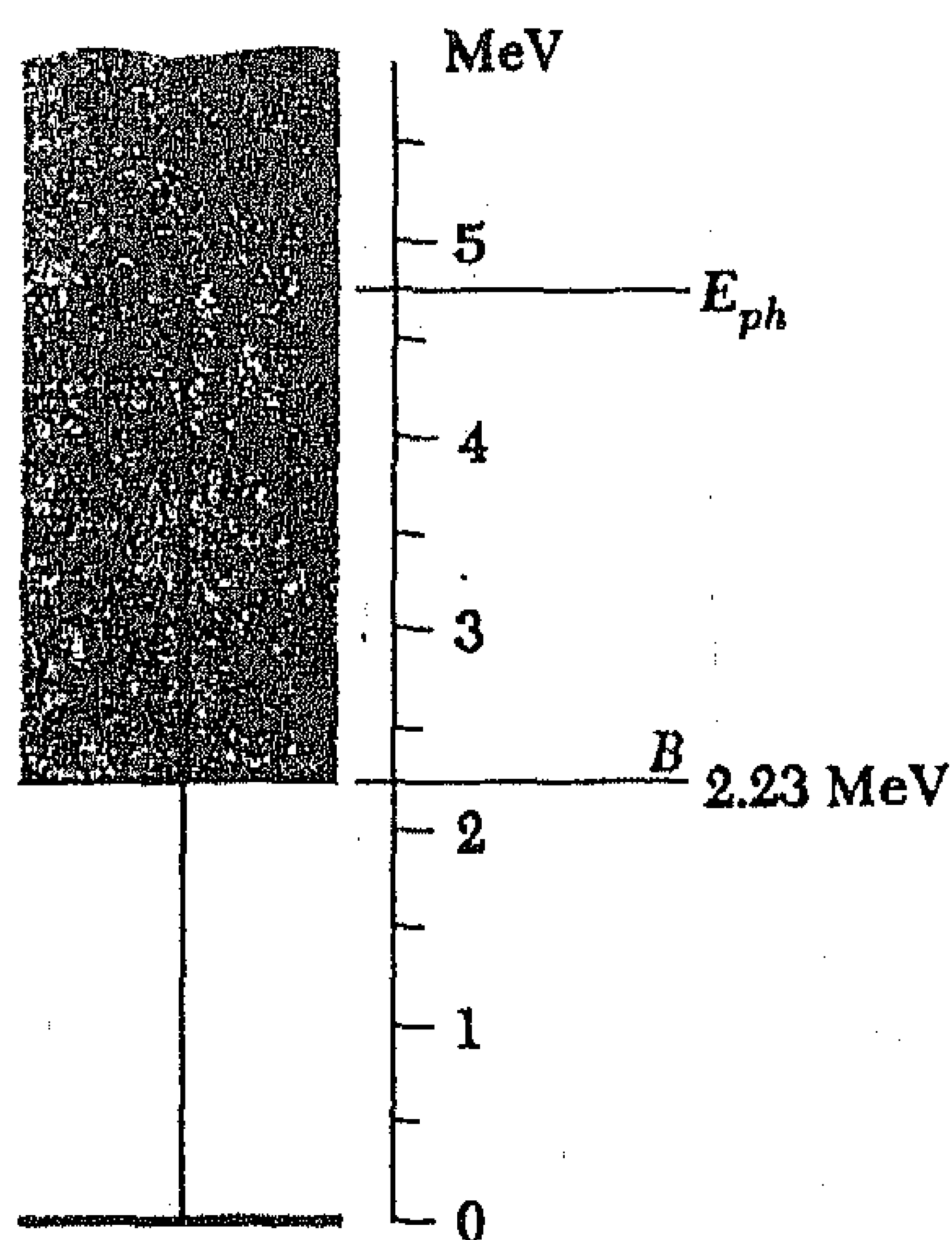
شكل ١١ أ تخطيط الحدود مبيناً مستويات طاقة منفصلة وأخرى متصلة (باللون الرصاصى) أعلى مستوى التأين . الإنتقالات بين المستويات المنفصلة وبين المتصلة مبينة بالأسهم الرأسية . الخطان الأفقيان داخل متصل مستويات الطاقة لايمثلان مستويات طاقة للذرة ، ولكن بالأحرى طاقتان خاصتان فى منطقة الطاقات المتصلة التى خلالها يمكن أن يوجد نظام مكون من إلكترون وأيون .

وفى الفيزياء الذرية غالباً مايخصص لمستوى التأين قيمة مقدارها صفر . وعلى هذا يكون لكل الحالات المقيدة طاقات سالبة . وهناك أيضاً اختبارات أخرى ممكنة ومناسبة . أما فى الفيزياء النووية فغالباً مايخصص القيمة صفر للحالة الأرضية للنواة . ويجدر بنا أن نذكر أن اختيار نقطة الصفر هو أمر اصطلاحى بحت .

١٢ — لقد اعتبرنا حتى الآن الذرات فقط فى ضوء الفرضين السابقين . إن مفهوم مستويات الطاقة والإنتقالات بين هذه المستويات هو على أى حال أكثر شمولا من الناحية التطبيقية ، ويمكن أن نناقش الجزيئات والأنوية بنفس الأسلوب . إفترض نظاماً اختيارياً من الجسيمات ، بأى عدد ومن أى نوع . مستوى التأين ، أو مستوى التفتت ، الذى تكون الطاقات المحتملة فوقه متصلة ، هو أقل طاقة

توجد عندها المجموعة كجزئين منفصلين ، على مسافة كبيرة من بعضهما البعض . أقل من هذه الطاقة يمكن أن نصادف عدداً من مستويات الطاقة المنفصلة التى تناظر حالات مترابطة للمجموعة . (هذا التمييز الذى يمثل روح الفرضين يجب أن يتحقق إذا كنا نرغب فى توخى كثير من الدقة) .

كمثال على تخطيط الحدود فى الفيزياء النووية سنعتبر تخطيط الحدود للديوتيرون ، المبين فى شكل ١٢ أ . الديوترون ليس له حالات إثارة منفصلة ، وطاقة الترابط B ، للديوترون هى $B = 2.23$ MeV ، والتى تعنى أن حالات الطاقة المتصلة تبدأ عند الطاقة B فوق الحالة الأرضية . عند الطاقات الأعلى من B لا يبقى « الديوترون » كما هو ديوترون ، لكنه يصبح نظاماً مكوناً من نيوترون وبروتون منفصلين عن بعضهما البعض .



شكل ١٢ أ تخطيط الحدود لمجموعة البروتون – نيوترون ، مبيناً الحالة الأرضية للديوترون ، ومتصل مستويات الطاقة الذى يبدأ عند طاقة التفكك 2.23 MeV فوق الحالة الأرضية . ويرمز السهم إلى التفكك الضوئى للديوترون .

يمثل السهم الرأسى فى الشكل التفكك الضوئى للديوترون . إذ يؤدى فوتون ذو طاقة $E_{\text{ph}} > B$ إلى تفكك الديوترون إلى بروتون ونيوترون بطاقة حركة مجتمعة $(E_{\text{ph}} - B)$. ومن الواضح أن هذه العملية ، التى درست تجريبياً بمزيد من التفصيل ، تماثل تماماً التأين الضوئى للذرة ، الذى ناقشناه فى البند السابق وعكس هذه العملية عملية الأسر الإشعاعى لنيوترون بواسطة بروتون .

١٣ – ويرجو المؤلف أن تكون هذه الملاحظات الأولية بتخطيط الحدود قد أقنعت القارئ بأن الفروض التى أوردناها مفيدة بالفعل فى دراستنا لتركيب الذرات . الجزيئات والأنوية . نسترشد بمساعدة تخطيط

الحدود لتنظيم المشاهدات المادية على الأطياف ومن الواضح أن أهم جزء للفرض الثانى هو العلاقة (٥ أ) . أما النص الخاص « بالذرة القافزة » فلم يقصد به أن نصف تفاصيل عمليات الإنبعاث والإمتصاص : إنها مجرد طريقة رائعة للتعبير عن أن شيئاً ما يحدث .

وبحكم العادة أصبحت كلمة « تقفز » مقررة تماماً كمصطلح دارج فى فيزياء الكم . وفى رأى المؤلف أنها لم تكن اختياراً موفقاً ، وقد يظن المرء أنها سببت كثيراً من المعاناة التى لا حاجة لها فى دراسة الفيزياء . فالكلمة ذات خطورة بسبب ما توحى به : فعندما نقول أن « المجموعة تقفز من أحد المستويات إلى الآخر » يتراءى وكأن العملية تحتوى على سلوك معين مفاجئ وغير مستمر ، والصورة الذهنية التى نكونها بناء على ذلك قد تضللنا كثيراً .

الاتساعات المحدودة لمستويات الطاقة

١٤ — فى مناقشتنا حتى الآن لم نتعرض لأية صعوبات مع « صورة — القفز » ، ويرجع السبب فى ذلك ببساطة إلى أننا فى الحقيقة لم نستخدمها : لقد استخدمنا فقط المعادلة (٥ أ) . ولنعتبر الآن الحالة التى قد تجرنا إلى مشكلة عندما نتناول « صورة القفز » حرفياً .

يسقط الفوتون ذو التردد ω_0 على ذرة موجودة أصلا فى حالتها الأرضية . ويحدث بالمصادفة أن يناظر التردد ω_0 طاقة انتقال الذرة من الحالة الأرضية إلى إحدى الحالات المثارة ، عندئذ تمتص الذرة ذلك الفوتون وتحدث عملية القفز . وفى النهاية تقفز الذرة عائدة إلى الحالة الأرضية مرة أخرى ، وذلك بإعادة إشعاع فوتون تردده ω_0 . وقد ينبعث الفوتون فى أى اتجاه وعلى هذا فإن الذرة سوف تشتت الضوء الساقط بالتردد المناسب ω_0 . إفترض على أية حال ، أن الضوء الساقط لم يكن له التردد المناسب ω_0 ، ولكن بدلا من ذلك كان له تردد ω يختلف قليلا عن ω_0 . عندئذ هل تشتت الذرة الضوء ؟ والإجابة بنعم . فقد وجد بالتجربة أن فعالية الذرة كأداة تشتيت تتغير عندما نسمح للتردد الساقط بالتغير من قيمة أقل من ω_0 : فتزداد الفعالية فى البداية لتصل إلى نهاية عظمى حادة عند $\omega = \omega_0$ ثم تبدأ فى التناقص مرة أخرى . وبشكل ما فإن الفوتونات ذات التردد الخاطئ يمكنها أيضاً أن تحدث « قفزات » : وتدلنا التجارب على أن هذا ممكن . أضف إلى ذلك أننا قد نتساءل عن قيمة تردد الإشعاع المشتت إذا كان تردد الإشعاع الساقط $\omega \neq \omega_0$. « وصورة القفز » يمكن أن تقترح علينا أن هذا التردد يجب أن يكون التردد « الصحيح » ، على وجه التحديد ω_0 ، وهو يخالف ما وجد بالتجربة : فالتردد المعاد بعثه هو بالفعل ω ، كما نتوقع على أساس من مبدأ حفظ الطاقة (وصورة الفوتون) .

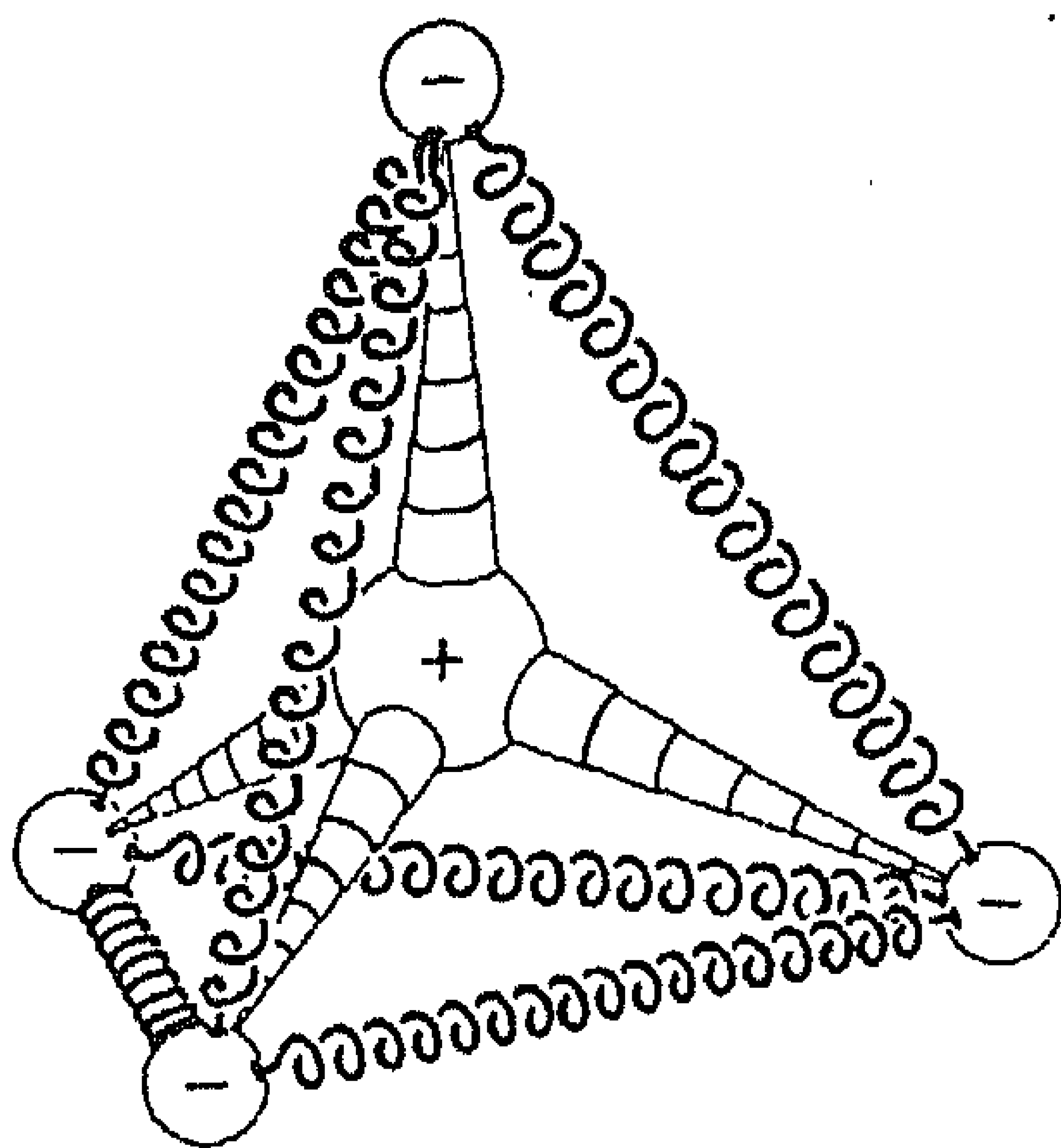
فى مناقشتنا لهذه الظاهرة ، المعروفة بالرنين المفلور ، يكون من الصعب اعتبار اللفظ « قفز » كتقريب : بل إنه قد يقودنا إلى سوء فهم .

١٥ — وقد يمكن فهم الحقائق المشاهدة بسهولة بدلالة نموذج آخر . وذلك باعتبار الذرة كنظام ميكانيكى تكون فيه الإلكترونات مقيدة للنواة بواسطة زنبركات . نظام كهذا سوف يكون له عدد من الترددات الرنينية ، أحدها هو التردد ω_0 وفى الحالة الأرضية للذرة يكون هذا النظام فى حالة سكون ، ولكن سقوط

موجة كهرمغناطيسية سوف يثير ذبذبات فى النظام . نتيجة لذلك تشع الإلكترونات المتذبذبة موجة كهرمغناطيسية لها نفس تردد الموجة الساقطة . وتزداد سعة الذبذبات كلما اقتربنا من تردد الرنين ω_0 ومن الواضح أن فعالية الذرة كأداة للإستطارة سوف تكون أكبر عندما يكون التردد الساقط مساوياً للتردد ω_0 .

بالإضافة إلى ذلك ، بل ما هو أبلغ أهمية أن الموجة المشعة سوف تشترك مع الموجة الساقطة فى علاقة طور محددة ، وعلى هذا فسوف تتداخل مع الموجة الساقطة بطريقة محددة جداً يكون من الصعب على « صورة القفز » أن تحسن تفسيرها . إن العيب الأكثر خطورة «لصورة القفز » فى هذه الحالة أنها تحلل عملية الإستطارة بأسلوب لا يمت إلى الحقيقة بصلة ؛ فعملية الإستطارة يجب اعتبارها كعملية واحدة متماسكة وليست كعملية مكونة من قفزتين يكون فيها الفوتون المنبعث فى القفزة الثانية غير مرتبط بعلاقة طور محددة مع الفوتون الممتص فى القفزة الأولى .

أن تكون الموجة المعاد إشعاعها مترابطة مع الموجة الساقطة أو غير مترابطة هو أمر يمكن اختباره بالتجربة ، والدليل يكون فى النهاية فى جانب نموذج المتذبذب الذى يتنبأ بالترابط .



شكل ١٥ أ نموذج ميكانيكى للذرة ، يساعد على فهم الرنين المفلور . إذا أثير هذا التركيب الآلى الغريب بواسطة ركلة (ولتكن تصادماً مع إلكترون) ، فسوف يتذبذب وحيث أن الإلكترونات مشحونة ، فسوف ينبعث إشعاع كهرمغناطيسى عند ترددات الرنين للنظام . وتكون الحركة بالضرورة متضائلة ، لأن النظام يفقد طاقة خلال عملية الإشعاع .

وتحت تأثير موجة كهرمغناطيسية ساقطة سوف تؤدى الذرة ذبذبات قسرية عند تردد الموجة الساقطة ، وعلى هذا سوف تبعث إشعاعاً عند نفس التردد . وهذه هى ظاهرة الرنين المفلور .

١٦ – وتقترح علينا مناقشتنا للرنين المفلور تفسيراً جديداً لمستويات الطاقة للذرات والأنوية والجزيئات : ففوارق مستويات الطاقة تناظر ترددات النظام التى يمكنه الرنين عندها . **فوارق مستويات الطاقة هى رنينات .**

بالطبع يجب ألا نأخذ أى نموذج ميكانيكى مكون من زنبركات وروافع مأخذ الجد : فن الواضح أن هذا يكون هراء . والسبب فى أن نماذج معترف بخطئها كهذه يمكنها أن تحسن وصف ظواهر مثل الرنين المفلور هو ببساطة برهان على أن كثيراً من سمات ظاهرة الرنين لا تتوقف على تفاصيل النموذج : فكل ما يهم هو نظام الترددات الرنينية (مع ثوابت التضاؤل المصاحبة) وطبيعة الإرتباطات للأشكال الرنينية المتنوعة مع مصدر الإثارة الخارجى .

١٧ – إفترض الآن أننا نحاول أن نعين طاقة مستوى أعلى من الحالة الأرضية للذرة وذلك بواسطة تعيين تردد الفوتونات التى يمكن أن تسبب انتقالات من الحالة الأرضية إلى الحالة المثارة . بقول آخر : نحن نحاول أن نعين التردد الذى يحدث رنيناً ذرياً . على أى حال ، لا توجد قيمة وحيدة لمثل هذه التردد : فالذرة تستجيب خلال فترة ترددات صغيرة . وبالطبع يمكننا القول بأن التردد « الصحيح » الذى يحدد طاقة المستوى هو التردد ω_0 الذى تكون عنده الإستجابة نهاية عظمى . على أية حال ، لا تزال الحقيقة باقية وهى أن الذرة تستجيب أيضاً لترددات تجاور مباشرة التردد ω_0 ، وعلى هذا فالخط فى طيف امتصاص الذرة لا يمكن أن يكون حاداً بمعنى الكلمة : ولكنه ذو **اتساع محدود** . وقد تحقق مثل هذا السلوك بالتجربة : فالخطوط فى طيف الإمتصاص لها اتساعات محدودة .

يمكننا عندئذ أن نسأل : ماذا عن خطوط الطيف المنبعثة بواسطة الذرة ؟ هل لها أيضاً إتساعات محدودة ؟ والإجابة بنعم . فالخط المنبعث له نفس اتساع الخط الممتص الذى يناظره . (ويجب هنا أن نذكر أن اتساعات خطوط الأطياف الضوئية ، كما نشاهدها عملياً ، ترجع إلى عدد من المؤثرات المختلفة . وسوف نهتم هنا باتساع خط الطيف المنبعث ، أو الممتص بواسطة ذرة معزولة . وفى حالة سكون مبدئى بالنسبة للمشاهد . فهذا الإتساع يكون بمثابة خاصية ذاتية للذرة . ودعنا نغفل **مؤقتاً** كل الأسباب الأخرى التى تحدث الإتساع : فسوف نناقش هذه الأسباب فيما بعد فى هذا الفصل) .

ما الذى تعنيه أن خط الإنبعاث له اتساع محدود ؟ إنها تعنى حرفياً ما تقوله : فإذا ما صورنا الخط بمرسمة طيف ذات قدرة فائقة على التفريق ، فإننا نجد أن الخط له اتساع محدود . فتردد الضوء المنبعث ليس ω_0 بالضبط ، ولكننا نجد أيضاً ترددات تجاور مباشرة التردد ω_0 .

١٨ – وحيث أن موضع مستوى الطاقة يتحدد من خلال إجراء مشاهدات على خطوط الإنبعاث وخطوط الإمتصاص ، وحيث أن لهذه الخطوط دائماً اتساعات محدودة وجب علينا أن نستنتج أن طاقة الحالة المثارة لا يمكن أن تكون معرفة بدقة . فإذا ما اعتقدنا فى الصورة الفوتونية وفى مبدأ حفظ الطاقة فإننا مجبرون على قبول هذا الاستنتاج . وعلى هذا يكون فرضنا الأول فى بند ٥ ليس صحيحاً بالمعنى الحرفى للكلمة . **فمستويات الطاقة الأعلى من الحالة الأرضية لها اتساعات محدودة .**

إفترض أننا نعين الطاقة لحالة مثارة معينة فى ذرة (أو جزئ أو نواة) بملاحظة خط الإمتصاص الذى يصل بين الحالة المثارة والحالة الأرضية ، فإذا كانت استجابة الذرة نهاية عظمى عند التردد ω_0 ، فيمكننا أن نختص الحالة المثارة بكمية الطاقة المتوسطة $E = E_0 + \hbar\omega_0$ ، حيث E_0 هى طاقة الحالة الأرضية . وإذا كان اتساع الخط هو $\Delta\omega$ (معرف بأحد الطرق المناسبة) ، فإننا نقول أن اتساع مستوى الطاقة المثار هو $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ وبمجرد أن ندرك أن مستويات الطاقة ذات اتساعات محدودة فليس هناك ما يدعو لاستخدام التعبير الأخرق « الطاقة المتوسطة » . فنحن ببساطة نتحدث عن « الطاقة » للمستوى بمفهوم أن هذه الطاقة تشير إلى الطاقة المتوسطة ذات التعريف المناسب .

١٩ – إن طبيعة الإفتراض المبسط الذى يرتكز عليه الفرض الأول يمكن توضيحها إلى حد بعيد بمثال من الميكانيكا الكلاسيكية . إفترض أننا وضعنا بندولا فى حالة حركة ثم ترك ليتأرجح بنفسه . إفترض أن قوى الإحتكاك (وأهمها مقاومة الهواء) كانت صغيرة ، ولكنها ليست معدومة ، بحيث أن البندول يستطيع أن يصنع عدة مئات من الذبذبات قبل أن تنقص طاقته التذبذبية إلى $1/e$ من قيمتها الابتدائية . (الزمن اللازم لهذا هو « متوسط عمر الحالة التذبذبية ») ولتكن الفترة الزمنية بين تأرجحين متتاليين إلى اليمين هى ثانية واحدة .

إفترض الآن أن شخصاً ما سألنا عن تردد البندول ، قد نجيب على الفور بأن التردد هو واحد لكل ثانية . هذه بالتأكيد إجابة معقولة ، ولكنها تكون خاطئة إذا توخينا الدقة : « فالتردد » كما نفهمه هو معدل تكرار الظاهرة الدورية . وحركة البندول هى ، على أية حال ، دورية فقط من الوجهة التقريبية وذلك بسبب أن سعة الذبذبة تتضاءل بمرور الزمن . وتردد الحركة التوافقية المتضاءلة ليس محدداً بدقة ، ورغماً عن ذلك فقد يكون ، لكل الأغراض العملية ، محدد بالفعل لدرجة كبيرة .

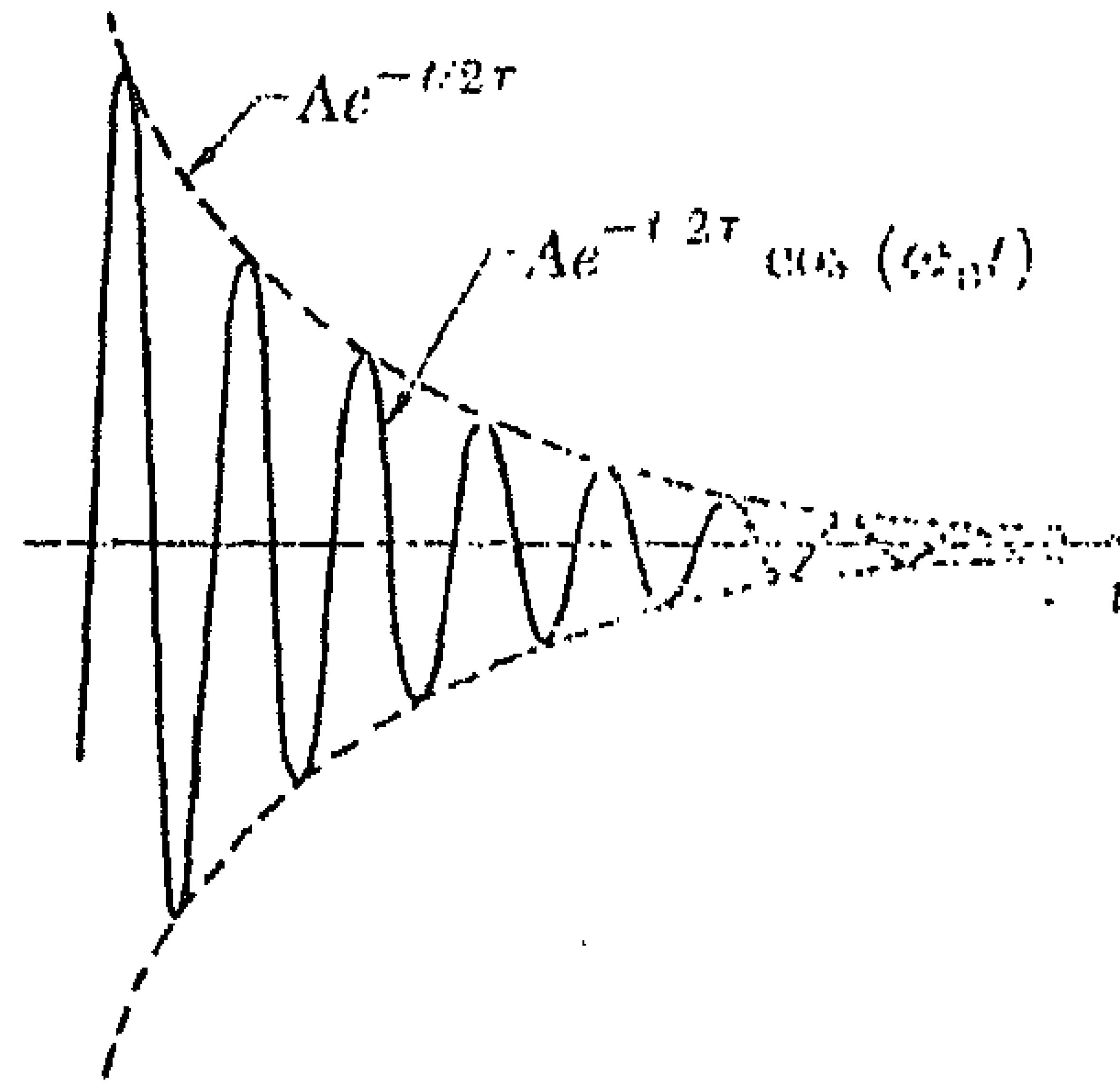
تشبه الذرة الباعثة للإشعاع فى بعض النواحى ذلك البندول المتضاءل ، فعملية الإنبعاث لا تستمر إلى الأبد وهذا يعنى بالضرورة أن « التذبذب داخل الذرة » هو تذبذب تضاؤلى . وعلى هذا ، لا يوجد هناك تردد محدد بدقة ، لأن ظاهرة التذبذب ليست ظاهرة دورية خالصة . فالإشعاع الكهرمغناطيسى المنبعث بواسطة ذلك « الشئ المتذبذب داخل الذرة » لا يكون عندئذ وحيد اللون ، ويكون للخط المنبعث اتساع محدود .

٢٠ – إذا فكرنا فى الشكل ١٩ أ . فقد يتبادر إلينا أنه كلما كان التضاؤل صغيراً كلما كان التردد أفضل تحديدا ، وقد نحدس بأنه ربما كان عدم التيقن $\Delta\omega$ فى التردد متناسباً عكسياً مع متوسط العمر τ .

لكى نبحث هذه المسألة سوف نعتبر انبعاث واستطارة الضوء بواسطة الذرة على أساس « نموذج المتذبذب » الذى أوردناه فى بند ١٥ . ونفترض وجود حالتين فقط : الحالة الأرضية والحالة المثارة ذات الطاقة $\hbar\omega_0$ الأعلى من الحالة الأرضية .

ولنعتبر أولا الذرة بذاتها ، بعد إثارتها مباشرة ، ونرمز بالرمز $A(t)$ لسعة ما قد يتذبذب داخل الذرة ، وسوف نفترض أن اعتماد السعة على الزمن هو

$$A(t) = A \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{t}{2\tau}\right) \qquad (\text{٢٠ أ})$$



شكل ١٩ أ عملية التذبذب المتضاءل أسياً ، مبيناً السعة كدالة فى الزمن . بما أن العملية ليست دورية محضة فى الزمن يكون من الخطأ أن نقول أن تردد التذبذب هو ω_0 ، لأن مفهوم التردد يشير إلى الظاهرة الدورية . إذا لم يكن التضاؤل كبيراً جداً فمن الملائم أن نقول أن التردد يكون تقريبا ω_0 ومن الواضح بداهة أنه كلما كان التضاؤل أصغر ، أى كلما كان النقص فى السعة لقمتين متتاليتين أصغر ، كلما كان تحديد التردد أفضل .

حيث A مقدار ثابت . (٢٠ أ) تمثل اعتمادالسعة على الزمن لمتذبذب توافقى متضاءل متوسط تردده ω_0 بدلالة الدوال المركبة .

حيث أن ظاهرة التذبذب تتضمن جسيمات مشحونة فمن المتوقع أن ينبعث إشعاع كهرمغناطيسى (ذو تردد ω_0) ، ويجب أن يكون توقف السعة على الزمن للموجة المنبعثة له نفس الصيغة (٢٠ أ)

الشدة $I(t)$ للإشعاع المنبعث تتناسب مع التربيع المطلق للسعة :

$$I(t) = C|A(t)|^2 = C|A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \qquad (٢٠ \text{ ب})$$

حيث C هو ثابت ما . وعلى هذا يمكننا أن نكتب

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \qquad (٢٠ \text{ حـ})$$

وقد اخترنا أن نكتب عامل التضاؤل الأسى فى (٢٠ أ) على الصورة $\exp(-t/2\tau)$ لأننا نرغب فى أن نحصل على العامل $\exp(-t/\tau)$ فى الصيغة الخاصة بالشدة . ومن الواضح أن كيفية كتابة هذا العامل هو أمر اصطلاحى ، ، ويعنى كيف نعرف τ . ويعرف τ بأنه الزمن اللازم لكى تقل شدة الإشعاع بمقدار العامل $1/e$. وحيث أن τ يكون قياساً لدورية العملية ، فإننا نستطيع تفسير τ على أنه متوسط عمر الحالة المثارة « فمعظم التضاؤل يحدث خلال زمن من رتبة τ » .

٢١ – سمة – المتذبذب $A(t)$ المعطاة بالعلاقة (٢٠ أ) تحقق معادلة تفاضلية من الرتبة الأولى :

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right)A(t) = 0 \qquad (٢١\text{ أ})$$

هذه المعادلة التفاضلية المتجانسة تصف المتذبذب فى غياب أى مؤثرات خارجية . إفرض الآن أن ضوءاً أحادى اللون تردده ω يسقط على المتذبذب . يجب عندئذ أن تعدل المعادلة (٢١ أ) بإضافة نص يصف القوة المحركة الخارجية ذات التغير التوافقى. والمعادلة التفاضلية غير المتجانسة الناتجة للمتذبذب تكون عندئذ على الشكل

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau}\right)A(t) = F \exp\left(-i\omega t\right) \qquad (٢١\text{ ب})$$

حيث F هو الثابت الذى يصف مقدار القوة المحركة .

وللمعادلة (٢١ ب) الحل الدائم – الحال (مع إهمال الحلول المؤقتة)

$$A(t) = \frac{iF \exp\left(-i\omega t\right)}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \qquad (٢١\text{ جـ})$$

الذى يناظر تذبذباً بسعة ثابتة عند التردد الخارجى ω .

شدة الإشعاع المنبعث من المتذبذب تتناسب مع التربيع المطلق للسعة $A(t)$. ويشاهد الإنبعاث من المتذبذب القسرى على صورة إشعاع مستطير أو مشتت ، وكمية الإستطارة تتناسب مع الشدة. دعنا نرمز لكمية الإشعاع المستطير فى وحدة الزمن لوحدة السعة للإشعاع الساقط بالرمز $S(\omega)$ ، حيث ω هو تردد الإشعاع الساقط . وباعتبار المعادلة (٢١ جـ) يمكننا أن نكتب

$$S(\omega) \text{ proportional to } \left|\frac{1}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau}\right|^2$$

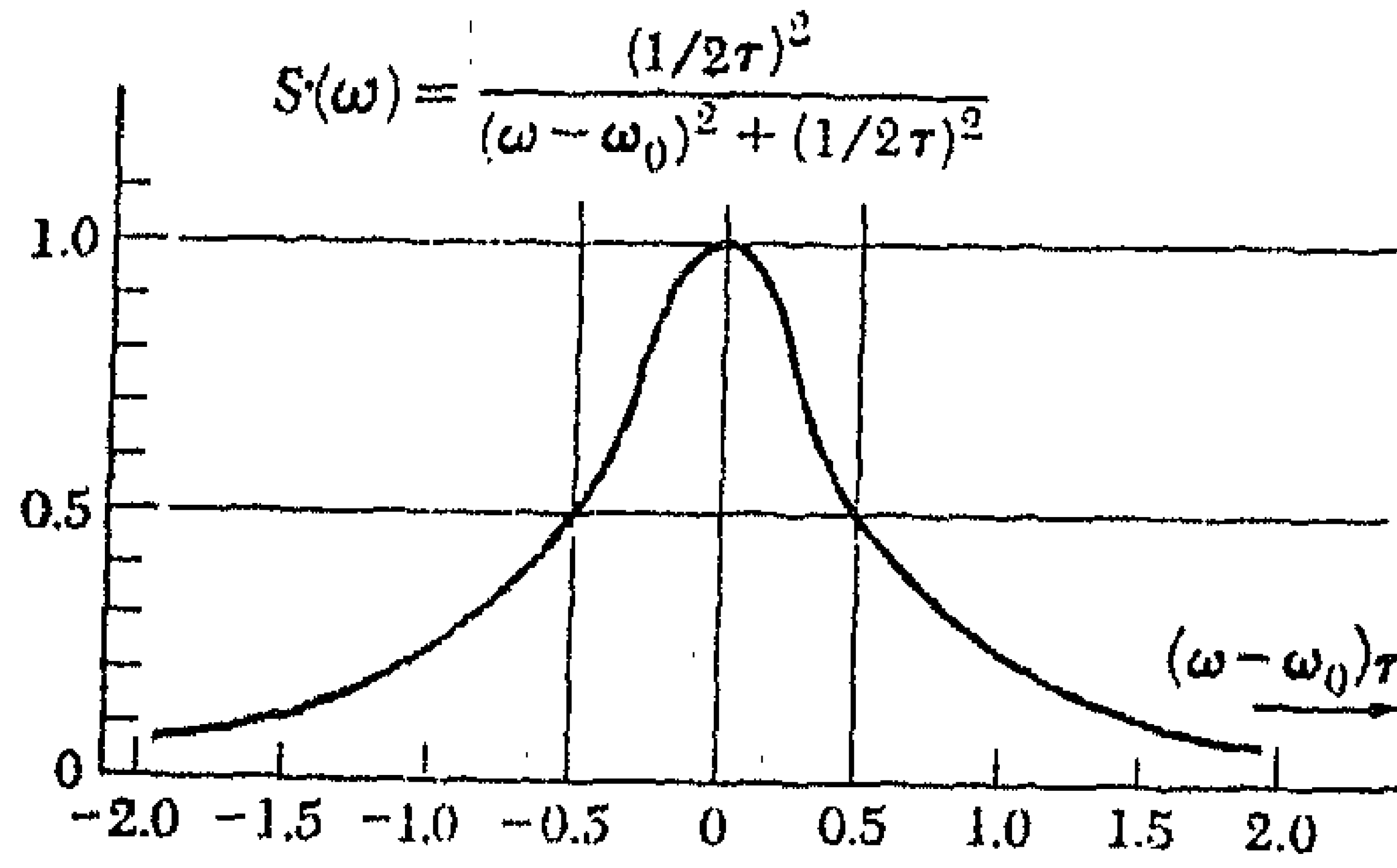
أو

$$S(\omega) = S(\omega_0)\,\frac{(1/2\tau)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/2\tau)^2} \qquad (٢١\text{ د})$$

حيث $S(\omega_0)$ هو مقدار الإستطارة « عند الرنين » ، أى عند $\omega = \omega_0$.

ويبين شكل ٢١ أ رسماً تخطيطياً للدالة $S(\omega)$ مقابل ω .

٢٢ – الدالة $S(\omega)$ تعبر عن « شدة الإستجابة » للنظام تحت تأثير الإضطراب الخارجى عند التردد ω . مثل هذا النوع من الإستجابة الرنينية هو ظاهرة عامة جداً فى فيزياء الكم ، وليست بأى شكل مقصورة على تفاعل الضوء مع الذرات ، فنحن نجد نفس الإستجابة الرنينية عندما ندرس استطارة الجسيمات المادية ، مثل البروتونات ، ذات الطاقة المعرفة تماماً ، من النواة ، أو استطارة البيونات بالبروتون . ويجدر القول بأن « وجود » مستوى طاقة شبه – مستقر لنظام ميكانيكى كمى يعنى بالضبط أن النظام يبدى استجابة رنينية ، تحددها المعادلة (٢١ د) ، عند التردد المناسب .



شكل ٢١ أ منحنى الرنين العالمى . يصف استجابة أى نظام خطى (أوتقريباً خطى) لقوة خارجية ذات تغير جيبى فى جوار تردد الرنين بشرط ألا يوجد تردد رنينى آخر قريباً منه .

(منحنيان على شكل الجرس يلعبان دوراً هاماً على وجه الخصوص فى الفيزياء : منحنى الرنين ومنحنى جاوس . وكما يرسمان عادة فإنهما قد يتشابهان إلى حد كبير . ولكن يجب أن نتذكر أن منحنى جاوس ينحدر بسرعة كبيرة خارج المنطقة المركزية ، فى حين أن منحنى الرنين له ذيل « طويل ») .

وفى الفيزياء النووية تعرف صيغة الرنين (٢١ د) بصيغة بريت – **فيجنر** (Breit – Wigner) لرنين المستوى – **الواحد** . عن ج . بريت و ا . ب فيجنر (G. Breit and E. P. Wigner) .

٢٣ – دعنا الآن نلاحظ إحدى السمات الهامة لصيغة الرنين (٢١ د) . نحن نعتبر التردد ω الذى تكون عنده الإستجابة مساوية لنصف الإستجابة عند القيمة العظمى فنجد

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{1}{2\tau} \quad (٢٣ \text{ أ})$$

واتساع منحنى الرنين (أنظر شكل ٢١ أ) عند منتصف القيمة العظمى يكون بالتالى محدد بـ

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \quad (٢٣ \text{ ب})$$

هذا يتفق وحدسنا الوارد فى بند ٢٠ ، حول العلاقة بين عدم التيقن فى التردد ومتوسط عمر الحالة المثارة .

وبما أننا نستطيع تعريف اتساع مستوى الطاقة « المثار » بدلالة $\Delta E = \hbar\,\Delta\omega$، فإننا نشتق مباشرة من المعادلة (٢٣ ب) العلاقة الهامة جداً

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (٢٣ \text{ جـ})$$

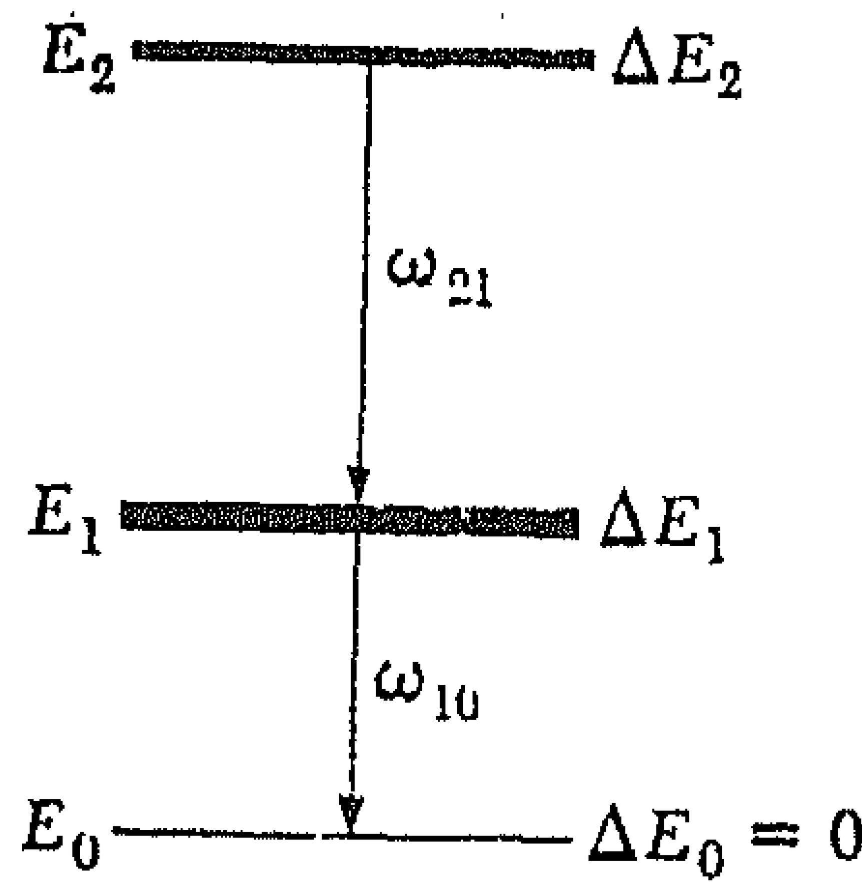
والتى تعطى اللاتيقن ΔE فى طاقة المستوى بدلالة متوسط العمر τ للحالة . وكلما طال عمر الحالة كلما كان تحديد الطاقة أفضل .

٢٤ – قد يكون لدى القارىء شكوك فى أن معادلة تفاضلية بسيطة مثل (٢١ ب) يمكنها فى الحقيقة أن تصف ظاهرة معقدة مثل التفاعل بين الضوء والذرة . فى الواقع هى لاتفعل ذلك ، ولكن النقطة هى أننا لانحاول أن نصف كل سمات التفاعل ، ولكن مجرد تجاوب الذرة لضوء أحادى اللون (فى الغالب) تردده قريب من من تردد الرنين ω_0 المناظر للإنتقال من الحالة الأرضية إلى حالة مثارة . والصيغة (٢١ د) تصف فقط رنيناً وحيداً ، وإذا كان هناك العديد ، كما هى الحالة دائماً فى الذرات ، الجزيئات والأنوية ، فعندئذ يجب تطوير النظرية . ويمكن توقع أن الصيغة (٢١ د) تكون سارية المفعول بدقة كبيرة فى جوار خط الرنين البعيد جداً من كل الرنينات الأخرى .

إن تقديم القصة الكاملة للانتقالات الإشعاعية قد يأخذنا بعيداً جداً ، ويجب أن نكتفى بنظريتنا التقريبية إلى حد ما . فجوهر الموضوع هو أن شيئاً ما يتذبذب ، وأن وأن هذا الشىء مشحون ، وأن الاستجابة (فى السعة) لمؤثر أو اضطراب خارجى تكون خطية .

٢٥ – دعنا بالتالى نعتبر اتساع الخط المنبعث فى الانتقال بين حالتين من الحالات المثارة . هذا الوضع مبين تخطيطياً فى شكل ٢٥ أ . واتساعات مستويات الطاقة ممثلة بسمك الخطوط الأفقية (بشكل مبالغ فيه للغاية) . ولنعتبر حالتى انتقال متعاقبتين : من حالة الإثارة الثانية إلى حالة الإثارة الأولى متبوعة بالإنتقال من الحالة المثارة الأولى إلى الحالة الأرضية . واتساع الخط (ذو التردد ω_{10}) المنبعث فى الانتقال الثانى هو $\Delta\omega_{10} = \Delta E_1/\hbar$.

ويمكننا أيضاً أن نسأل عن عدم التيقن فى مجموع الترددين المنبعثين على التعاقب من ذرة وحيدة . فإذا رمزنا لمجموع الترددين بواسطة $\omega_{20} = \omega_{21} + \omega_{10}$ فإننا سوف نحصل على $\Delta\omega_{20} = \Delta E_2/\hbar$ ، هذه النتيجة تنبع من مبدأ حفظ الطاقة : فعدم التيقن فى الطاقة الكلية المتاحة يكون بوضوح هو نفس عدم التيقن فى المستوى الثانى المثار .



شكل ٢٥ أ رسم تخطيطى لتخطيط الحدود يمثل المناقشة الواردة فى بند ٢٥ . إتساع الخط (الذى تردده المتوسط ω_{21}) المنبعث فى الإنتقال من الحالة المثارة العليا إلى الحالة المثارة الدنيا يتوقف على اتساعات المستويين ، ونحصل على : $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$

من هذا يمكننا أن نحدس بأن اتساع الخط (ذى التردد ω_{21}) المنبعث فى الإنتقال الأول يعطى بالعلاقة $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$ ، وإذا كانت الحالة المثارة الأولى متسعة فإن الخط المنبعث سيكون ذا اتساع حتى إذا كان عرض الحالة المثارة الثانية ضيقاً جداً (يكون مناظراً لزمن عمر طويل) . وعرض مستوى الإثارة الأول يؤدى إلى عدم تيقن فى الطريقة التى تتوزع بها الطاقة الكلية المتاحة بين الفوتونين المنبعثين .

النتائج التى عرضناها لتوناً ، والمبنية على مبدأ حفظ الطاقة وعلى فكرة الإتساعات المحدودة لمستويات الطاقة ، هى بالتأكيد مقبولة إلى درجة كبيرة ، على الرغم من أن مناقشتنا ليست رصينية ، ولكنها كافية لكى نفهم السمات الكيفية للمسألة ، والنقطة الهامة هى أن اتساع الخط المنبعث يجب أن يتوقف على اتساع كل من المستويات المتضمنة .

٢٦ – إعتبر مرة أخرى العلاقة $\Delta\omega = 1/\tau$. وحيث أن التردد يتناسب عكسياً مع الطول الموجى λ ، فإن عدم التيقن النسبى فى الطول الموجى يساوى عدم التيقن النسبى فى التردد ، وبهذا نحصل على

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau} \qquad (٢٦ أ)$$

بالنسبة للإنتقالات الضوئية فى الذرات تكون الكمية $\omega\tau$ دائماً كبيرة جداً ويكون التردد $\nu = \omega/2\pi$ من رتبة 5×10^{14} / sec ، فى حين أن متوسط العمر يكون فى حدود 10^{-8} sec — 10^{-7} ~ τ ، وعلى هذا يكون اللاتيقن النسبى فى الطول الموجى (أو التردد) من رتبة 10^{-7} ~ $\Delta\lambda/\lambda$ ، التى هى كمية صغيرة جداً . ويعرف اتساع خط الطيف الناتج على أنه **اتساع – الخط الطبيعى** : إنها خاصية ذاتية للذرة (أى ، للمستويات الداخلة فى الإنتقال) .

استطراد مناقشة المستويات وتخطيطات الحدود

٢٧ – دعنا الآن ننظر إلى عدد من تخطيطات الحدود النمطية . التى أنشئت على أساس القياسات الفعلية ، وفسرت من خلال إطار عمل الميكانيكا الكمية . يجب أن نولى هذه التخطيطات عناية تليق بها : فكل شكل ، أو بالأحرى كل جدول للأطوال الموجية المرافق ، هو ثمرة كمية معتبرة من الجهد الإنسانى .

رسمنا تخطيطات الحدود بالشكل الذى يجده القارىء فى النشرات العلمية . ورسم مثل هذه التخطيطات وتمييز المستويات المختلفة للطاقة ، يكون محكوماً بعدد من الإصطلاحات التى طال أمدها . ولكى نكون أكثر واقعية رأينا أن نلتزم بهذه الإصطلاحات ، حتى إذا لم نستطع شرح كل تفاصيل الرسم ، وقد يعترض القارىء على أنه لايجب أن نبين أى شىء فى الرسوم البيانية لا نكون على أهبة الاستعداد لشرحه نظرياً . إلا أن هذا الموقف وما يتضمنه من نتائج منطقية ، قد يمنعنا من دراسة تخطيطات الحدود تماماً ، قبل أن نوضح نظرياً أن مستويات الطاقة موجودة بالفعل . وعلى أى حال ، فغرضنا فى هذا الفصل هو مناقشة سمات الأنظمة الفيزيائية ، مدركين الحقيقة العلمية بأن مستويات الطاقة لها وجود فعلى . أنها إيضاً حقيقة تاريخية أن تخطيطات الحدود للذرات ، ومنها المثال النمطى المبين فى شكل ٢٨ أ ، قد أنشئت على أساس من القياسات الطيفية قبل أن يتضح المعنى الكامل لتفاصيل التخطيطات أى قبل اكتشاف ميكانيكا الكم .

JACK SUGAR

TABLE V. – Observed spectral lines of Ce

λ_{air} Å	Intensity	σ (cm⁻¹)	Classification	o − c	λ_{air} Å
4623.197	20	21624.00	101354, −122978°,	− 0.03	4356.835
4616.233	60	21656.62	103612, −125269°,	+ 0.01	4346.353
4613.803	60	21668.02	21849°, − 43517,	+ 0.03	4344.025
4612.528	2	21674.01	101354, −123028°,	− 0.05	4339.205
4612.384	4	21674.69	101354, −123029°,	+ 0.03	4336.143
4610.723	30	21682.50	103612, −125295°,	− 0.03	4335.515
4599.803	1	21733.97			4331.168
4582.264	200	21817.16	103351, −125168°,	0.00	4327.503
4576.904	300	21842.71	103351, −125193°,	+ 0.01	4321.384
4575.494	3	21849.44	0, − 21849°,	− 0.03	4314.767
4570.430	2	21873.65			4309.634
4568.802	20	21881.44	103351, −125232°,	− 0.02	4304.710
4551.460	60	21964.81	103231, −125196°,	+ 0.01	4300.97
4544.250	100	21999.66	103231, −125230°,	− 0.01	4296.17
4536.526	1	22037.12	103231, −125268°,	− 0.05	4289.79
4536.330	10	22038.07	103231, −125269°,	+ 0.01	4287.78
4535.726	1000	22041.01	21476°, − 43517,	+ 0.01	4285.50
4527.861	6	22079.29	103079, −125158°,	− 0.01	4284.77
4526.655	4	22085.17	103079, −125164°,	− 0.02	4282.3
4525.931	2	22088.71	103079, −125168°,	+ 0.01	4280.4
4525.330	100	22091.64	100814, −122905°,	+ 0.03	4271.2
4524.689	10	22094.77	100814, −122908°,	− 0.04	4264.6
4521.924	1000	22108.28	100814, −122922°,	− 0.01	4247.5
4520.709	3	22114.22	103079, −125193°,	− 0.02	4239
4519.918	10	22118.09	100814, −122932°,	− 0.04	42
4503.372	10	22199.36	100734, −122933°,	+ 0.02	
4502.825	100	22202.05	70433, − 92635°,	0	
4494.689	2	22242.24	100734, −122976°		
4491.454	100	22258.26	102897, −		
4490.855	4	22261.23	1		

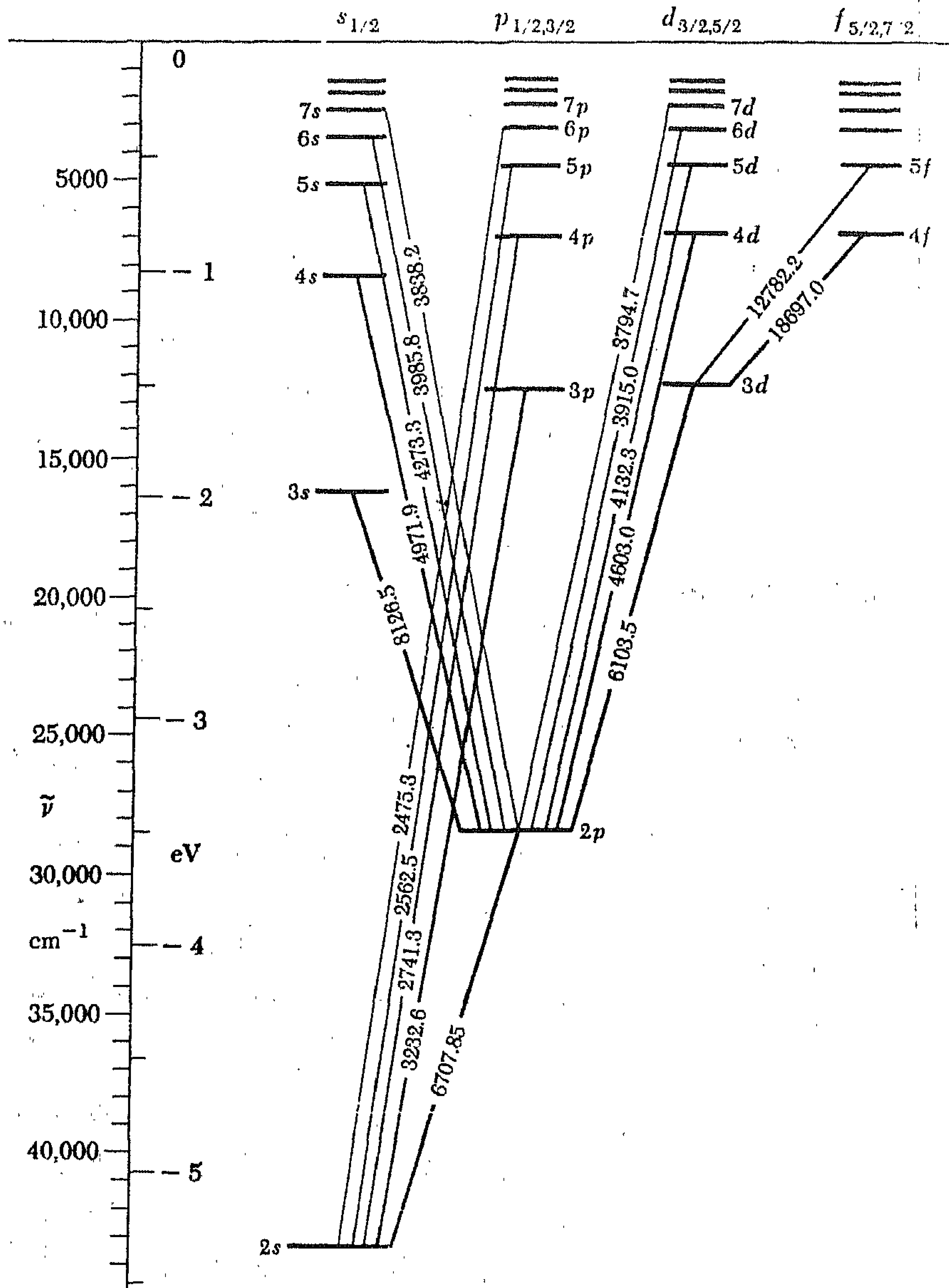
شكل ٢٧ آ جزء من جدول فى بحث لـ

J. Sugar, «Description and Analysis of the Third Spectrum of Cerium (Ce III)», *Journal of The Optical Society of America* 55, 33 (1965).

المعروض مأخوذ من صفحة ٤٤ . العمود الأول يبين الأطوال الموجية المشاهدة فى الهواء لخطوط ذرة السيريوم ثنائية التأين . والثانى يبين الشدة النسبية للخط . والثالث يبين طاقة الفوتون معبر عنها كعدد موجى . العمود الرابع يبين الحدود الطيفية المتضمنة مع الطاقات معبر عنها كأعداد موجية .

٢٨ – توصف مستويات الطاقة لنظام ميكانيكى كمى بمجموعة من الأعداد الكمية . هذه الأعداد هى القيم العددية لعوامل فيزيائية هامة يتضمنها الوصف الميكانيكى الكمى للنظام . وسوف نناقش التعليل الفيزيائى لبعض هذه الأعداد الكمية فى صلتها بتخطيطات الحدود ، وليس لزاماً على القارىء ، على أى حال ، أن يفهم ويتذكر بالتفصيل كل البيانات التى على المستويات .

يبين شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود لذرة الليثيوم المتعادلة . مقياس الطاقة الذى على اليسار يعبر عن الطاقة بدلالة كل من الإلكترون فولت والأعداد الموجية المكافئة . وتمثل الخطوط الأفقية مستويات الطاقة ، أما الخطوط التى تصل بين المستويات فتمثل الإنتقالات الكهرمغناطيسية المشاهدة ، والأعداد الملازمة لهذه الخطوط هى الأطوال الموجية لخطوط الطيف بوحدات الأنجستروم . الخطوط البارزة بوجه خاص فى الطيف ترمز لها الخطوط السميكة بين المستويات .



شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود لذرة الليثيوم المتعادلة . تمثل الخطوط المائلة الإنتقالات لثنائى القطب الكهربى . والأعداد التى على هذه الخطوط هى الأطوال الموجية بالأنجستروم . لمزيد من التفاصيل أنظر التوضيح فى الكتاب . بناء على شكل فى

W. Grotrian, *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen* , vol. II, p. 15 (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928).

وقد نظمت مستويات الطاقة فى تخطيط الحدود فى شكل ٢٨ أ على شكل أعمدة ، أربعة منها موضحة ، ومعلمة بالحروف s ، p ، d و f . والواقع أن ذرة الليثيوم لها مستويات أكثر ، يمكن أن يتم ترتيبها فى أعمدة تقع على يمين الأعمدة الموضحة . إلا أن هذه المستويات تقع بالقرب من مستوى التأين ، وهى لاتسهم فى الطيف المرئى لذرة الليثيوم .

ونلاحظ أن خطوط الطيف المبينة فى شكل ٢٨ أ تتبع قاعدة مشوقة : وهى أن الإنتقالات تتم بين مستويين فى عمودين متجاورين . والإنتقالات المبينة فى شكل ٢٨ أ لاتحتوى فى الواقع على كل الانتقالات الممكنة . وتتنبأ ميكانيكا الكم بأنه سوف تكون هناك انتقالات من عمود s أو عمود d إلى المستوى $3p$ ، ومن عمود p إلى المستوى $3s$ ، ومن العمود p أو العمود f إلى المستوى $3d$ وهكذا . وكثير من هذه الإنتقالات قد شوهد بالفعل ، ولكننا لم نبينها فى الرسم حتى لانحمله فوق طاقته . هذه الإنتقالات الإضافية ، التى تقع فى المنطقة تحت الحمراء تتبع أيضاً القاعدة المذكورة وهى أن الإنتقالات تكون بين المستويات فى الأعمدة المتجاورة . وهذه القاعدة تعتبر مثالا مثيراً لقاعدة الانتقاء . التى تدلنا على أن بعض أزواج المستويات فقط تكون متضمنة فى الانتقال . والسند العملى لهذه القاعدة يظهر بوضوح عندما نتدبر الخطوط المشاهدة المبينة فى شكل ٢٨ أ . فنلاحظ على وجه الخصوص غياب الانتقالات بين المستويات $3s$ و $2s$ ، وبين المستويات $3p$ و $2p$ وهكذا . ولأن قاعدة الانتقاء هذه تحكم الطيف فى ذرة الليثيوم ، فقد بدا طبيعياً أن ترتب المستويات فى أعمدة كما فعلنا .

٢٩ – قاعدة الانتقاء المذكورة هى أحد الملامح اللافتة للنظر لطيف ذرة الليثيوم . هل يمكن تفسيرها نظرياً ؟ نعم : يمكننا فهم هذه الظاهرة تماماً ، والتفسير يقوم على شيئين : تماثل الخواص الاتجاهية للحيز الفيزيائى ، وصغر ثابت التركيب الدقيق $\alpha = e^2/\hbar c \sim 1/137$ وسوف لانحاول أن نقدم التفسير الكامل فى هذا الكتاب ، لأننا لانستطيع افتراض معرفة الوسائل الرياضية المناسبة ، ولكننا سنحاول إعطاء القارىء فكرة تقريبية على الأقل لمضمونها .

فبسبب صغر ثابت التركيب الدقيق يؤدى نمط معين من الانتقال الكهرمغناطيسى دوراً رئيسياً فى الفيزياء الذرية ، بالتحديد الانتقالات التى يكون فيها للموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة نفس خواص تماثل الموجة المنبعثة بواسطة متذبذب ثنائى قطب كهربى صغير . وسوف نبين هذا بالفعل فيما بعد . نسمى مثل هذه الموجة (أو الفوتون) موجة **ثنائى القطب الكهربى (أو فوتون ثنائى القطب الكهربى)** . ويمكن أن نبين ، من خلال إطار عمل ميكانيكا الكم ، أن هذا الفوتون يحمل معه قدراً من كمية الحركة الزاوية يساوى $\hbar$.

أن تماثل الحيز الفيزيائى يعنى أنه لايوجد اتجاه مميز فى العالم : فسلوك النظام المعزول لايتوقف على كيفية ميله فى الحيز . وتحت ظروف عامة للغاية يتضمن هذا (فى حدود الميكانيكا الكمية كما هو فى حدود الميكانيكا الكلاسيكية) أن متجه كمية الحركة الزاوية للنظام المعزول يكون محافظاً : فهو لايتغير مع الزمن . وهذا يعنى أنه إذا بعثت ذرة فوتون ثنائى قطب كهربى فإن كمية الحركة الزاوية للذرة قبل الانبعاث يجب أن تساوى كمية الحركة الزاوية بعد الانبعاث زائد كمية الحركة الزاوية التى يحملها بعيداً فوتون ثنائى القطب . يتضمن مبدأ المحافظة هذا قواعد الانتقاء لأن كل حالة مستقرة للذرة تكون متميزة بقيمة محددة لكمية الحركة الزاوية .

Fe III—Continued

Authors	Config.	Desig.	J	Level	Interval
z $^3P_2$	$3d^5(a\ ^4P)4p$	z $^3P^\circ$	2	*119697.64*	−284.62
$^3P_1$			1	*119982.26*	−197.69
$^3P_0$			0	*120179.95*	
y $^5F_1$	$3d^5(a\ ^4D)4p$	y $^5F^\circ$	1	*120697.10*	129.07
$^5F_2$			2	*120826.17*	182.61
$^5F_3$			3	*121008.78*	232.89
$^5F_4$			4	*121241.67*	227.15
$^5F_5$			5	*121468.82*	
z $^3G_3$	$3d^5(a\ ^4G)4p$	z $^3G^\circ$	3	*121919.74*	21.55
$^3G_4$			4	*121941.29*	8.33
$^3G_5$			5	*121949.62*	
z $^3D_3$	$3d^5(a\ ^4P)4p$	z $^3D^\circ$	3	*122346.61*	−281.73
$^3D_2$			2	*122628.34*	−214.69
$^3D_1$			1	*122843.03*	
y $^5D_4$	$3d^5(a\ ^4D)4p$	y $^5D^\circ$	4	*122944.16*	114.60
$^5D_3$			3	*122829.55*	−69.29
$^5D_2$			2	*122898.84*	−22.53
$^5D_1$			1	*122921.37*	−534.55
$^5D_0$			0	*123455.92*	
y $^5P_1$	$3d^5(a\ ^4D)4p$	x $^5P^\circ$	1	*123552.95*	144.23
$^5P_2$			2	*123697.18*	53.21
$^5P_3$			3	*123750.39*	
y $^3D_3$	$3d^5(a\ ^4D)4p$	y $^3D^\circ$	3	*124854.04*	−49.88
$^3D_2$			2	*124903.92*	−50.96
$^3D_1$			1	*124954.88*	
y $^3F_4$	$3d^5(a\ ^4D)4p$	y $^3F^\circ$	4	*125443.58*	−194.40
$^3F_3$			3	*125637.98*	−34.85
$^3F_2$			2	*125672.83*	
z $^3S_1$	$3d^5(a\ ^4P)4p$	z $^3S^\circ$	1	*126390.67*	

شكل ٢٨ ب تخطيطات الحدود (كرسوم بيانية) تكون مفيدة لتكوين فكرة عامة ، ولكن من الأفضل تقديم الفئات الشاملة للنتائج فى جداول . جزء من جدول مستويات الطاقة للحديد ثنائى التأين موضح بعاليه . والطاقات مقاسة من الحالة الأرضية ، ومعبر عنها بدلالة الأعداد الموجية cm^{-1} (العمود الخامس) .

العمود ذو العلامة J يعطى كمية الحركة الزاوية للحالة . والأعمدة الثلاثة الأول تبين دلائل المستويات ، التى لا تحتاج لشرحها هنا . المعروض مأخوذ من

C. E. Moore, *Atomic Energy Levels,* vol. II, p. 62. (Circular of the National Bureau of Standards 467 U. S. Government Printing Office, Washington, 1952).

٣٠ – بناء على الميكانيكا الكية يكون مربع كية الحركة الزاوية للذرة (مع إهمال كية الحركة الزاوية التى يحتمل أن تحملها النواة) على الصورة

$$J^2 = j(j+1)\hbar^2 \qquad (٣٠ أ)$$

حيث j هو العدد الكلى لكية الحركة الزاوية . القيم الممكنة للعدد j تكون مقيدة بقاعدة أن $2j$ يمكن أن تكون أى عدد صحيح غير سالب ، $2j = 0, 1, 2, \ldots$ بحيث أن $2j$ تكون زوجية إذا كان عدد الكترونات

الذرة زوجياً ، وتكون فردية إذا كان عدد الكترونات الذرة فردياً ، أنه لأمر شائع أن نقول أن الحالة المميزة بالعدد الكمى j لكمية الحركة الزاوية « لها كمية حركة زاوية j »

من خلال ميكانيكا الكم يمكن عندئذ إثبات أن التغيرات المسموح بها فى كمية الحركة الزاوية عند انتقال ثنائى قطب كهربى من حالة إبتدائية لها كمية حركة زاوية j_i إلى حالة نهائية كمية حركتها الزاوية j_f تكون محكومة بالقاعدة .

$$\Delta j = j_f - j_i = -1, \quad 0, \quad \text{or} +1 \qquad (٣٠ ب)$$

هذه القاعدة الرصينة تسرى على كل الأنظمة الميكانيكية الكمية المعزولة ، أيا كانت ذرات ، جزيئات أو أنوية ، وهى تنبع من مبدأ المحافظة الذى نوقش فى البند السابق . لن نناقش فى هذا الكتاب نظرية كمية الحركة الزاوية ، وبذلك سوف لانشبع فضول القارىء حول كيفية اشتقاق العلاقات (٣٠ أ) و (٣٠ ب) .

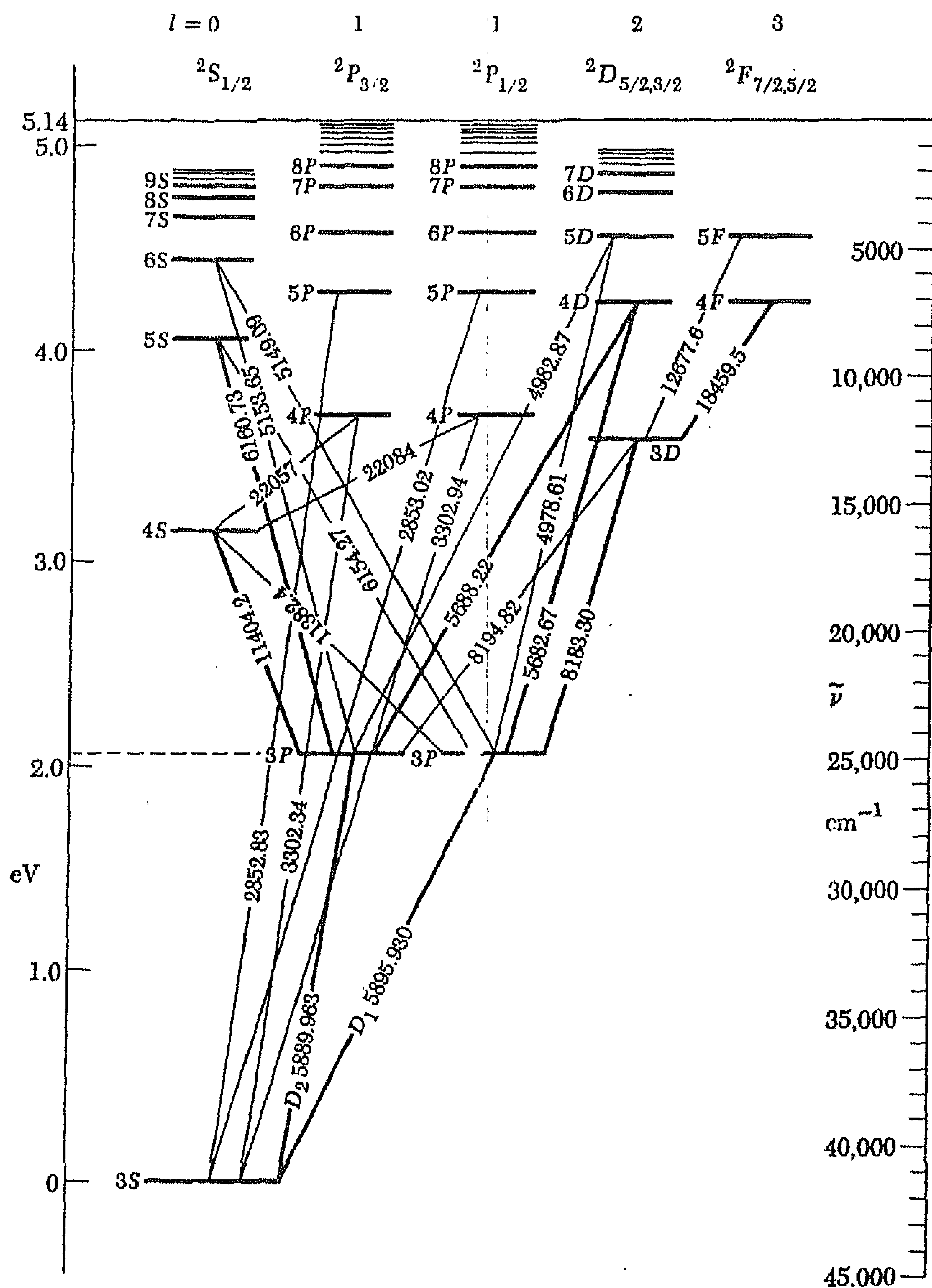
٣١ – النظرية صغناها ليست ، على أى حال ، القصة الكاملة لقواعد الانتقاء التى تؤدى المهمة فى ذرة الليثيوم . فى الفيزياء الذرية توجد قاعدة انتقاء إضافية تقريبية تحكم انتقالات ثنائى القطب الكهربى ، ويمكن صياغتها كما يلى : فى انتقال ثنائى القطب الكهربى يجب أن تتغير كمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترونات بمقدار وحدة واحدة بالضبط ، أو

$$\Delta l = l_f - l_i = -1 \quad \text{or} \quad +1 \qquad (٣١ أ)$$

حيث l ، ذات العلامة المناسبة ، تشير إلى العدد الكمى لكمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترونات فى الذرة . ما هو معنى l ؟ هذا العدد الكمى له أيضا تفسير كلاسيكى : فإذا عالجنا الذرة بطريقة كلاسيكية فإن l تعبر عن قيمة كمية الحركة المصاحبة لحركة المدارية للإلكترونات . إنها حقيقة أن كل إلكترون له أيضاً كمية حركة زاوية ذاتية ، أو مغزلية . وكمية الحركة الزاوية المغزلية للإلكترون هى $j_{\text{spin}} = ½$ ، ونقول أن « الإلكترون ذو مغزل ½ » وكمية الحركة الزاوية الكلية للإلكترون فى الذرة تتكون من جزءين : فهى المجموع المتجه لكميتى الحركة الزاوية المدارية والمغزلية .

قيم l النظرية الممكنة هى كل الأعداد غير السالبة : $l = 0, 1, 2, 3, 4, \ldots$ والحروف s ؛ p ، d ، f التى تدل على الأعمدة فى شكل (٢٨ أ) هى فى الحقيقة حروف رمزية لكمية الحركة الزاوية المدارية ، كما يلى : s تعنى $l = 0$ ، « "p" » تعنى $l = 1$ ، « d » تعنى $l = 2$ و "f" تعنى $l = 3$. وقاعدة الانتقاء التى ذكرناها فى بند ٢٨ تكافىء قاعدة الانتقاء (٣١ أ) .

ليس من الممكن دائماً أن نجد مهمة محددة للعدد الكمى لكمية الحركة الزاوية المدارية لمستوى طاقة فى الذرة ، إلا أنه بالمصادفة يكون هذا ممكناً بدون لبس فى ذرة قلوية مثل الليثيوم . والسبب فى ذلك أنه بينما تكون كمية الحركة الزاوية الكلية هى ثابت الحركة ، لايكون أى من كمية الحركة الزاوية المدارية ولا كمية الحركة المغزلية كذلك . أى أن المستويات ليس لها ، على وجه العموم ، قيمة محددة للعدد l . بهذا المفهوم فقط تكون القاعدة (٣١ أ) صحيحة على وجه التقريب ، وكما ذكرنا فهى قاعدة جيدة للذرات القلوية (وكذلك للهيدروجين) .



شكل ٣٢ أ تخطيط الحدود لذرة الصوديوم المتعادلة . الأعداد التى على الخطوط المائلة تعطى الأطوال الموجية بالأنجستروم للانتقالات المشاهدة (عن *Grotrian*)

Na I—Continued

Config.	Desig.	J	Level	Interval
6f	6f $^2F^o$	{ 2½, 3½ }	38400.1	
6h	6h $^2H^o$	{ 4½, 5½ }	38403.4	
7p	7p $^2P^o$	½ 1½	38540.40 38541.14	0.74
8s	8s ^2S	½	38968.35	
7d	7d ^2D	2½ 1½	39200.962 39200.963	−0.001
7f	7f $^2F^o$	{ 2½, 3½ }	39209.2	
8p	8p $^2P^o$	½ 1½	39298.54 39299.01	0.47
9s	9s ^2S	½	39574.51	
8d	8d ^2D	{ 2½, 1½ }	39729.00	
8f	8f $^2F^o$	{ 2½, 3½ }	[39734.0]	
9p	9p $^2P^o$	½ 1½	39794.53 39795.00	0.47
10s	10s ^2S	½	39983.0	
9d	9d ^2D	{ 2½, 1½ }	40090.57	
9f	9f $^2F^o$	{ 2½, 3½ }	40093.2	
10p	10p $^2P^o$	{ ½, 1½ }	40137.23	

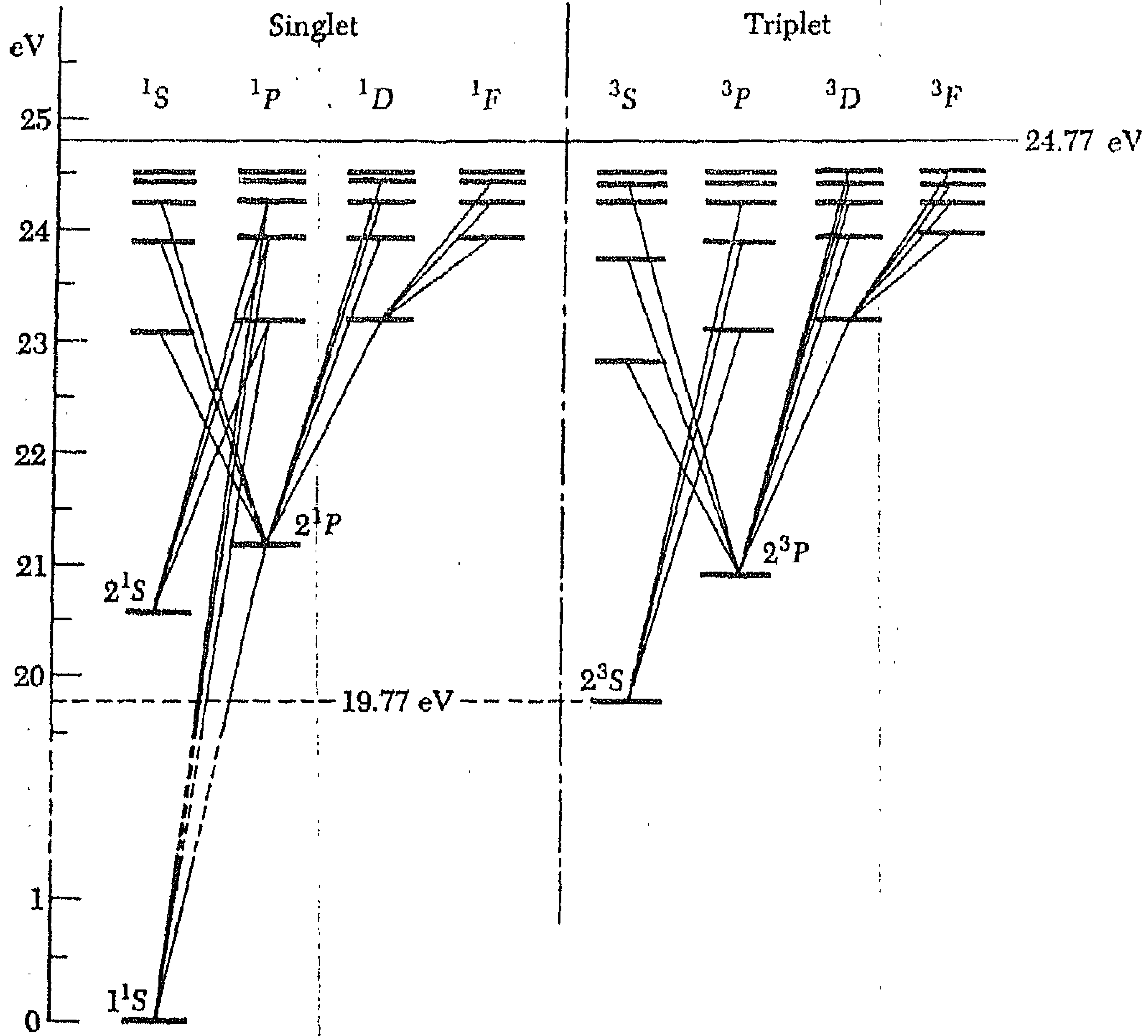
شكل ٣٢ ب جزء من جـدول مستويات الطاقة لذرة الصوديوم المتعادلة . الطاقات (العمود الرابع) معبر عنها بالأعداد الموجية cm^{-1} ، مقاسة من الحالة الأرضية . العمود المعلم بالحرف J يعطى كمية الحركة الزاوية للحالة .

المعروض مأخوذ من

C. E. Moore, *Atomic Energy Levels,* vol. I, p. 90 (Circular of the National Bureau of Standards 467, U. S. Government Printing Office, Washington, 1949).

٣٢ – اعتبر مرة أخرى شكل ٢٨ أ . ماذا عن j ، وقاعدة الانتقاء (٣٠ ب) ؟ هذه القاعدة لم تفصح عن نفسها تماماً فى شكل ٢٨ أ لأننا عرضنا شكلا مبسطاً لتخطيط الحدود . فقد كان من الواجب بالفعل أن نرسم الأعمدة p ، d ، f مزدوجة . الرموز السفلية $\frac{1}{2}$ ، $\frac{3}{2}$ ، $\frac{5}{2}$ و $\frac{7}{2}$ لرموز الأعمدة s ، p ، d و f تشير إلى كمية الحركة الزاوية الكلية j . للذرات القلوية (والهيدروجين) تسرى القواعد التالية : إذا كان $l = 0$ فإن $j = \frac{1}{2}$ (كمية الحركة الزاوية الكلية تكون ناشئة عن الحركة المغزلية للإلكترون) . لكل قيم l الأخرى يمكن أن تأخذ j القيم $j = l + \frac{1}{2}$ و $j = l - \frac{1}{2}$. (للذرات الأخرى تكون القواعد مختلفة) . وعلى هذا فإن المستوى $2p$ هو فى الواقع مستوى مزدوج ، ولكن الانفصال فى الطاقة بين المستويين للمزدوج صغير جداً ، وفى حدود دقة الشكل تنطبق المستويات .

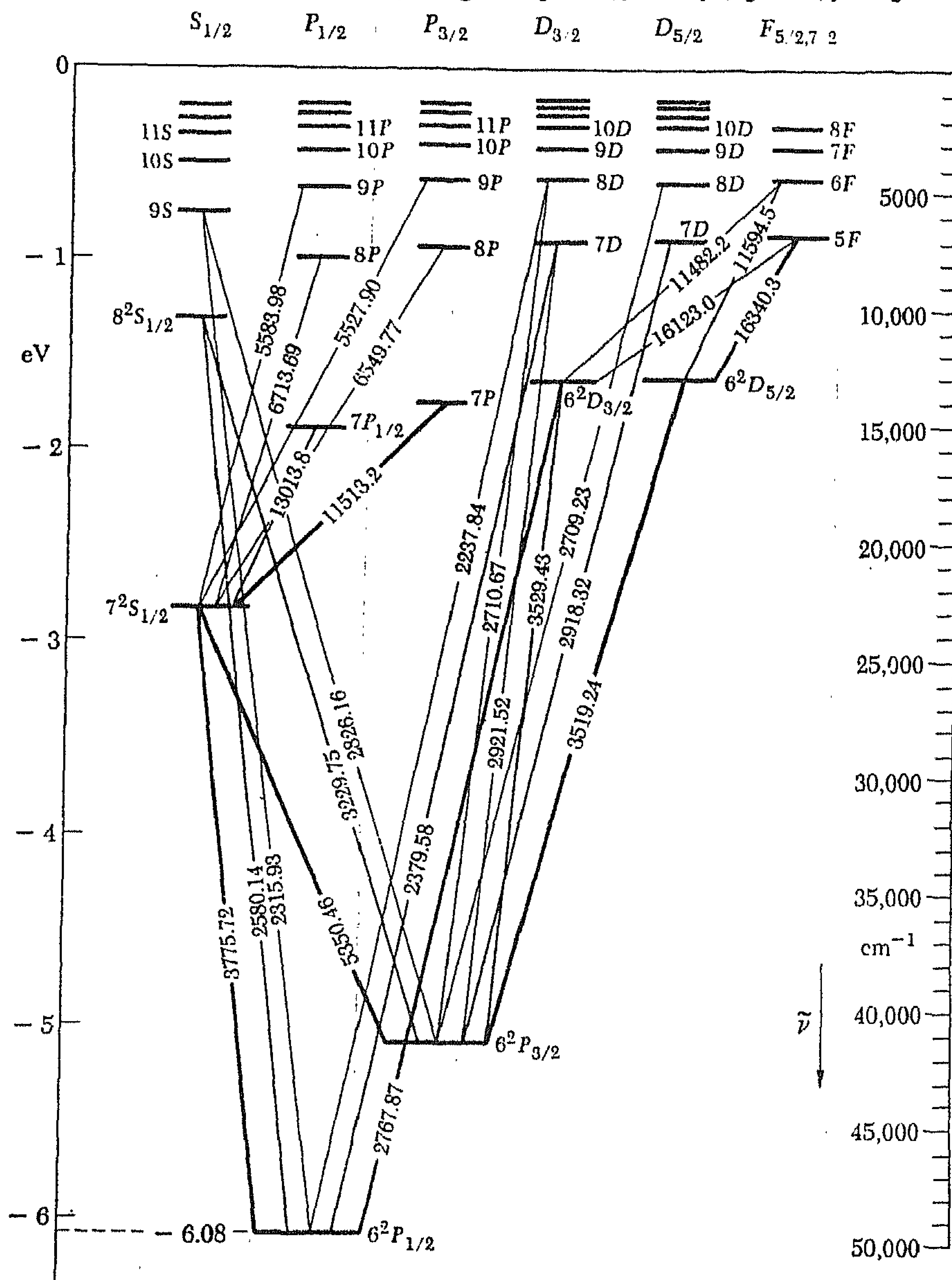
شكل ٣٢ أ يبين تخطيط الحدود لذرة الصوديوم . وذرة الصوديوم أيضاً قلوية ، ومن الواضح بجلاء أن تخطيط الحدود لها يكون مشابهاً فى كثير الوجوه تخطيط الحدود لذرة الليثيوم . فى هذه الحالة رسمنا عمود p مزدوجاً ، ولكننا تركنا أعمدة d و f فردية توفيراً للوقت (والمجهود) . كل الانتقالات الموضحة فى شكل ٣٢ أ هى انتقالات ثنائى القطب الكهربى . والانتقالات المسئولة عن الخط الأصفر المميز لضوء مصباح الصوديوم هى الانتقالات من مستويات $3p_{1/2}$ و $3p_{3/2}$ إلى المستوى الأرضى $3s_{1/2}$. « خط الصوديوم الأصفر » هو فى الحقيقة مزدوج .



شكل ٣٣ أ تخطيط الحدود لذرة الهليوم المتعادلة . لاحظ الانفصال المميز بين الأنظمة الفردية والثلاثية للمستويات . فى الحالات الثلاثية تكون مغزليات الإلكترونات متوازية ، وفى الحالات الفردية تكون متعاكسة . يوجد تناظر واضح بين المستويات الثلاثية والفردية ، فيما عدا أن الحالة الأرضية الفردية ليس لها نظير بين الحالات الثلاثية . هذا الظرف ناتج عن مبدأ باولى (Pauli) للاستبعاد بإلكترونان لهما مغزلان متجهان فى نفس الاتجاه لايمكنهما أن يحتلا المستوى الأدنى . وليس هناك مثل هذا الحظر إذا كانت المغازل متعاكسة الاتجاه .

يجب على القارىء أن يتدبر تخطيط الحدود فى شكل ٣٢ أ وأن يقنع نفسه بأن الانتقالات الموضحة تتبع قواعد الانتقاء (٣٠ ب) و (٣١ أ) لكل من j و l على الترتيب .

٣٣ – مستويات الطاقة لذرة الهليوم ، الموضحة فى شكل ٣٣ أ تظهر إلى حد كبير كما لو كانت نظامين مستقلين تماماً : النظام الفردى والنظام الثلاثى . الخطوط الطيفية المشاهدة تنشأ عن الانتقالات **داخل** هذه الأنظمة : من المستويات الفردية إلى المستويات الفردية ومن المستويات الثلاثية إلى المستويات الثلاثية .



شكل ٣٤ أ تخطيط الحدود لذرة ثاليوم متعادلة . الأعداد التى على الخطوط المائلة تعطى الأطوال الموجية بالأنجستروم للانتقالات المشاهدة . (عن *Grotrian*)

وذرة الهليوم هى ذرة ذات إلكترونين . فى المستويات الفردية تكون مغزليات الألكترونين متعاكسة الاتجاه ، فى حين تكون هذه المغزليات متوازية الاتجاه فى المستويات الثلاثية .

وتحدد الحروف S ، P ، D ، F ، . . . . . ، كمية الحركة الزاوية الكلية للألكترونات . والرمز العلوى الذى على اليسار يحدد التعدد (فردياً أو ثلاثياً) . وتكون كمية الحركة الزاوية الكلية للمستويات الفردية مساوية لكمية الحركة الزاوية المدارية . أما المستويات الثلاثية فيمكن لكمية الحركة الزاوية الكلية j أن تأخذ القيم $j = l-1,\ l,\ l+1$ بشرط أن تكون $j \geqq 0$. وفى النظام الثلاثى تكون المستويات S أحادية ، والمستويات الباقية ثلاثية . والمستويات الفردية تكون بالطبع فردية .

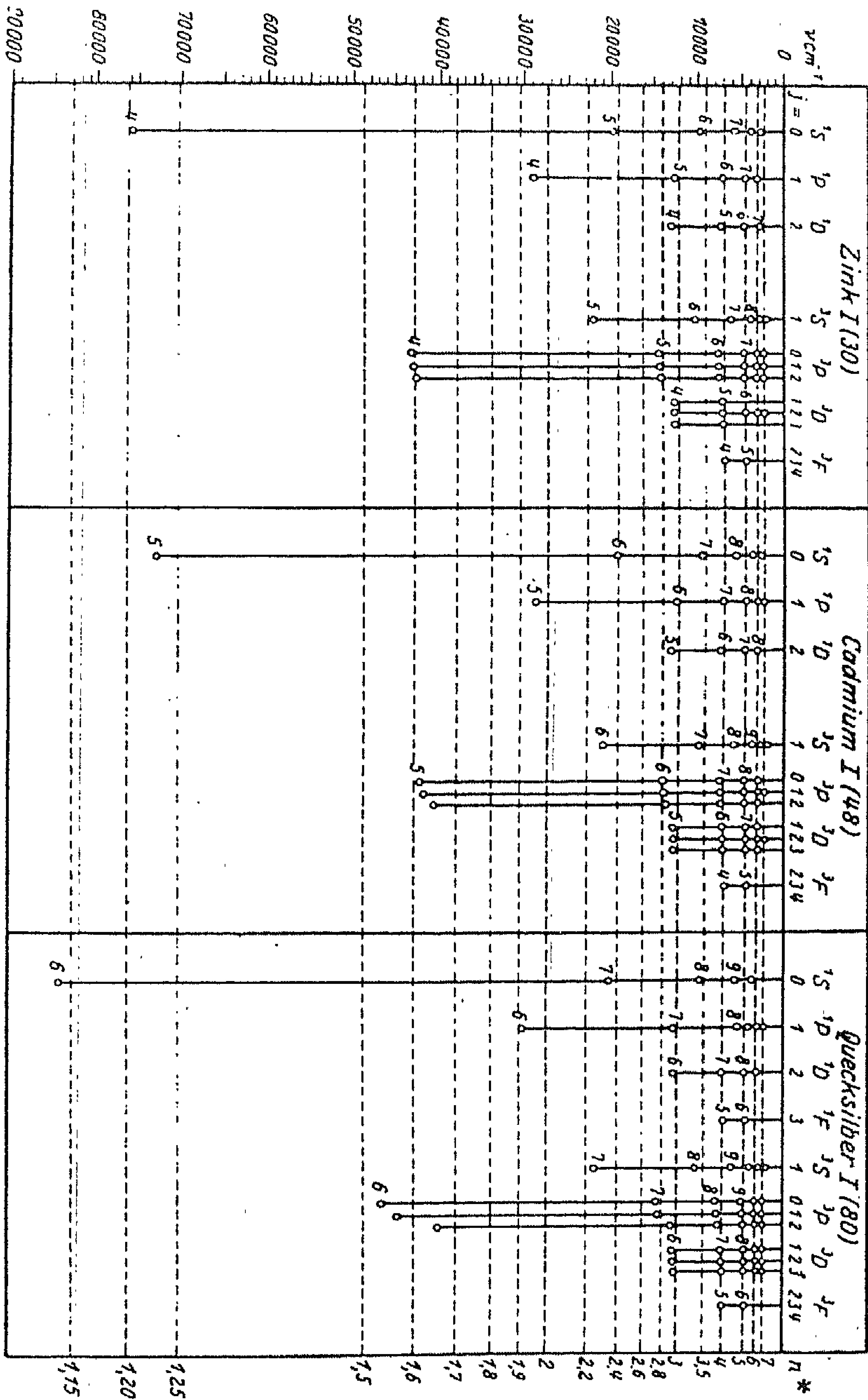
٣٤ – نلاحظ تفصيلا مشوقاً فى تخطيط الحدود لذرة الثاليوم شكل ٣٤ أ . فالذرة فى الحالة $7^2S_{1/2}$ يمكن أن تضمحل أما إلى الحالة $6^2P_{3/2}$ أو إلى الحالة الأرضية $6^2P_{1/2}$. والذرة لها الاختيار فى الطريق الذى تسلكه لتؤدى « القفزة » ، وهناك أمثلة أخرى لمثل هذه السمة فى تخطيط الحدود لذرة الثاليوم ، وكذلك فى بعض تخطيطات الحدود الأخرى الموضحة فى هذا الفصل . (يجب على القارىء أن يفتش عن مثل هذه الأمثلة) . فإذا كان فى استطاعة حالة مثارة أن تضمحل بعدة طرق مختلفة فإن كل طريقة من طرق الاضمحلال تتم باحتمال محدد ، ويعرف هذا الاحتمال بنسبة التفرع لطريقة الاضمحلال التى نحن بصددها . وتكون نسب التفرع هــذه بمثابة خواص ذاتية للحالة المثارة ، أى أنها غير حساسة لكيفية الوصول للحالة المثارة ، وهذه حقيقة تجريبية .

٣٥ – وتكون تخطيطات الحدود المتشابهة للصوديوم والليثيوم ، وكلاهما معدن قلوى ، مختلفة بشكل ملحوظ عن تخطيطات الحدود للهليوم والثاليوم ، واختيار عدد كبير من تخطيطات الحدود قد تؤكد الحقيقة الهامة بأن العناصر المتشابهة كيميائياً لها تخطيطات حدود متشابهة .

شكل ٣٥ أ يبين مثالا لهــذا . والسبب فى ذلك هو أن كلا من الطيف الضوئى والخواص الكيميائية لعنصر ما تتحدد بواسطة التشكيل الألكترونى فى الذرة ، وعلى وجه الخصوص بواسطة تشكيل الألكترونات فى المحيط الخارجى للذرة .

الجدول الدورى الرائع للعناصر الكيميائية ، المبين فى شكل ٣٥ ب ، يمكن فهمه بدلالة التركيب الغلافى للذرات . فى هذا الجدول المستطيل تنتظم العناصر بطريقة معينة . بنظام زيادة العدد الذرى Z ، وبوضع العناصر التى لها خواص كيميائية متماثلة فى نفس العمود . عدد الألكترونات فى الذرة يساوى Z ، فكلما تقدمنا فى الجدول باتجاه زيادة Z تمتلىء الأغلفة بالألكترونات بأسلوب منتظم . وتتوقف الخواص الكيميائية على كيفية امتلاء الأغلفة . فعلى سبيل المثال تظهر الغازات الخاملة فى الجدول عندما تمتلىء بعض الأغلفة تماماً .

ويتعين عدد الألكترونات التى يمكن أن يحتويها الغلاف بواسطة مبدأ باولى (Pauli) للاستبعاد ، وعلى ذلك يكون هذا المبدأ ذا أهمية حاسمة بالنسبة للكيمياء هذه الأحوال لم تكن بالطبع متوقعة تماماً قبل الاكتشاف العظيم الذى أنجزه باولى .



شكل ٣٥ أ تخطيطات الحـدود للزنك ، كادميوم والزئبق مبينة معاً لتوضيح حقيقة أن العناصر المتشابهة كيميائياً لها نفس تخطيطات الحدود . هذا الشكل مأخوذ من

W. Grotrian, *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen* , vol. II, Struk- *tur der Materie,* Band VIII, p. 131 (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928). *(Courtesy of Springer Verlag).*

1 H 1.0080																	2 He 4.003
3 Li 6.940	4 Be 9.013											5 B 10.82	6 C 12.011	7 N 14.008	8 O 16.000	9 F 19.00	10 Ne 20.183
11 Na 22.991	12 Mg 24.32											13 Al 26.98	14 Si 28.09	15 P 30.975	16 S 32.066	17 Cl 35.457	18 Ar 39.944
19 K 39.100	20 Ca 40.08	21 Sc 44.96	22 Ti 47.90	23 V 50.95	24 Cr 52.01	25 Mn 54.94	26 Fe 55.85	27 Co 58.94	28 Ni 58.71	29 Cu 63.54	30 Zn 65.38	31 Ga 69.72	32 Ge 72.60	33 As 74.91	34 Se 78.96	35 Br 79.916	36 Kr 83.80
37 Rb 85.48	38 Sr 87.63	39 Y 88.92	40 Zr 91.22	41 Nb 92.91	42 Mo 95.95	43 Tc	44 Ru 101.1	45 Rh 102.91	46 Pd 106.4	47 Ag 107.880	48 Cd 112.41	49 In 114.82	50 Sn 118.70	51 Sb 121.76	52 Te 127.61	53 I 126.91	54 Xe 131.30
55 Cs 132.91	56 Ba 137.36	57–71 La Series	72 Hf 178.50	73 Ta 180.95	74 W 183.86	75 Re 186.22	76 Os 190.2	77 Ir 192.2	78 Pt 195.09	79 Au 197.0	80 Hg 200.61	81 Tl 204.39	82 Pb 207.21	83 Bi 208.99	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra 226.03	89–103 Ac Series	(104)	(105)	(106)	(107)	(108)										

Lanthanide series	57 La 138.92	58 Ce 140.13	59 Pr 140.92	60 Nd 144.27	61 Pm	62 Sm 150.35	63 Eu 152.0	64 Gd 157.26	65 Tb 158.93	66 Dy 162.51	67 Ho 164.94	68 Er 167.27	69 Tm 168.94	70 Yb 173.04	71 Lu 174.99
Actinide series	89 Ac 227.04	90 Th 232.05	91 Pa 231.05	92 U 238.04	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lw

شكل ٣٥ ب الجدول الدورى للعناصر . العدد الذرى Z مبين فوق الرمز الكيميائى ، والوزن الذرى (للعناصر المستقرة نسبياً) مبين أسفل الرمز الكيميائى . لاحظ سلسلة اللانثانيد (سلسلة العناصر الأرضية النادرة) التى تشمل 15 عنصراً متشابهاً جداً فى الخواص الكيميائية . ذرات كل هذه العناصر لها نفس التشكيل الإلكترونى فى الغلاف الخارجى . وتنشأ السلسلة لأن الأغلفة الداخلية التى كانت قد أغلقت تأخذ فى الإمتلاء كلما تقدمنا فى السلسلة . بناء على هذه الصورة تنبأ بوهر بأن العنصر ذا العدد الذرى 72 ، هافنيوم ، الذى لم يكن قد اكتشف فى ذلك الوقت ، له خواص كيميائية تشابه خواص الزركونيوم أكثر من تشابهها بخواص العناصر الأرضية . وبالفعل وجد الهافنيوم فيما بعد فى خام الزركونيوم ، وقد كان هذا بمثابة انتصار مبهر للنظرية . ماتسمى بعناصر الآكتنيد تكون سلسلة شبيهة .

لكى نفسر تفاصيل الجدول الدورى على النحو الذى أوجزناه هو فى ذاته هدف عظيم لن نضطلع به فى هذا الكتاب . إذ يكون من الأفضل أن تتم هذه الدراسة فى سياق دراسة منهجية للأطياف الذرية ومستويات الطاقة ومثل هذه الدراسة هى إلى حد ما أكثر مما ينبغى فى مقرر تمهيدى . ولكى نثير شهية القارىء ، فقد بينا فى شكل ٣٥ جـ ، جزءاً من جدول التشكيلات الألكترونية للذرات .

العنصر	العدد الذرى	أغلفة رئيسية K	L		M			N		
		أغلفة جزئية 1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d
H	1	1								
He	2	2								
Li	3	2	1							
Be	4	2	2							
B	5	2	2	1						
C	6	2	2	2						
N	7	2	2	3						
O	8	2	2	4						
F	9	2	2	5						
Ne	10	2	2	6						
Na	11	2	2	6	1					
Mg	12	2	2	6	2					
Al	13	2	2	6	2	1				
Si	14	2	2	6	2	2				
P	15	2	2	6	2	3				
S	16	2	2	6	2	4				
Cl	17	2	2	6	2	5				
A	18	2	2	6	2	6				
K	19	2	2	6	2	6		1		
Ca	20	2	2	6	2	6		2		
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2		
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2		

شكل ٣٥ جـ يبين التركيب الغلافى للذرات الخفيفة . الأعلفة الرئيسية الممثلة بالحروف K ، L ، M ، N مقسمة إلى أغلفة جزئية كما هو مبين . والدورات المختلفة محدودة بالخطوط الأفقية الرفيعة . كما أن التشكيلات التامة للغاز الخامل مبينة باللون الرصاصى . الدورات الثلاث الأولى تمتلىء على التوالى بطريقة منتظمة مرضية ، ولكن ابتداء من البوتاسيوم يبدأ الغلاف الخارجى فى الامتلاء قبل أن يتم امتلاء الغلاف الداخلى . هذه الظاهرة تظهر أيضاً فيما بعد فى الجدول الدورى . كما أنها مفهومة جيداً من الناحية النظرية .

الغلاف الجزيئ s يستوعب الكترونين ، والغلاف p يستوعب 6 .
الغلاف d يستوعب 10 الكترونات .

٣٦ — عندما عرض الجدول الدورى فى بادىء الأمر بواسطة د . أ . مندليف (D. I. Mendelejeff) فى عام ١٨٦٩ لم تكن الألكترونات والأنوية معروفة . وعلى هذا لم يرتب مندليف العناصر تبعاً لعدد الشحنات Z وإنما رتبها بنظام زيادة الوزن الذرى . ومن حسن الحظ أن هـذا يعطى الترتيب الصحيح ، باستثناءات قليلة جداً . المتتابعة آرجون — بوتاسيوم هى أحد هذه الاستثناءات : فالوزن الذرى للآرجون أكبر مما هو للبوتاسيوم على الرغم من أن الخواص الكيميائية لهذين العنصرين (الآرجون غاز خامل والبوتاسيوم معدن قلوى) تؤكد بدون أثر للشك بأن الآرجون يجب أن يأتى أولا فى الترتيب . من وجهة نظر الكيمياء يكون ترتيب العناصر فى الجدول واضحاً للغاية ، وعلى هذا الأساس يكون من الممكن عندئذ أن نخصص عدداً ذرياً Z لكل عنصر .

ويجب أن نذكر هنا أن مندليف كان بعيد النظر عندما ترك بعض الأماكن فارغة فى جدوله ، وذلك لكى تحتلها عناصر لم تكن قد اكتشفت بعد * .

٣٧ — أن التحقق من أن العدد الذرى هو بالفعل مقياس للشحنة النووية . ومن ثم يكون مساوياً لعدد الإلكترونات ، كان خطوة هامة إلى الأمام فى النظرية الذرية وكان شغل هـ.ج.ج. موزلى (H.G.J. Moseley) حوالى عام ١٩١٣ مهما بوجه خاص لحسم هذه المسألة . فقد قاس بترتيب منتظم الأطوال الموجية لأشعة X من عدد كبير من العناصر واستطاع أن يبين أن الأطوال الموجية للخطوط المتناظرة (فى العناصر المختلفة) تتوقف على العدد الذرى فى أسلوب بسيط للغاية * . دعنا نناقش هذه المسألة بشىء من الإيجاز .

عندما تقذف فصيلة ذرية بإلكترونات ذات طاقات (تصل إلى 100 KeV) ينبعث إشعاع كهرمغناطيسى بطول موجى قصير على صورة أشعة X . وقد وجد بالإضافة إلى ذلك أن طيف هذا الإشعاع يتكون من عدد من الخطوط الحادة التى تميز العنصر محل البحث . وتظهر هذه الخطوط مركبة فوق خلفية طيف متصل (أنظر شكل ٢٣ أ . الفصل الرابع ، لرؤية المنحنى التجريبى) . استرشادا بروح المناقشة الواردة فى بند ٢٧ من الفصل الثانى ، فإننا نفترض أن الإلكترونات الداخلية يجب أن تكون مشاركة فى انبعاث الخطوط الحادة المميزة . فالألكترون الساقط يمكنه أن يطرد إلكتروناً من الغلاف الداخلى (المعروف بغلاف K) ، ويسقط بالتالى واحد من إلكترونات الغلاف الخارجى فى داخل « الثقب » الفارغ . ويظهر الفرق فى طاقة الترابط على صورة فوتون شعاع X .

فى بند ٢٧ من الفصل الثانى دللنا على أن طاقة الترابط للإلكترونيات الداخلية يجب أن تكون تقريباً على الشكل

$$B_K = Z^2 R_\infty \qquad (٣٧ أ)$$

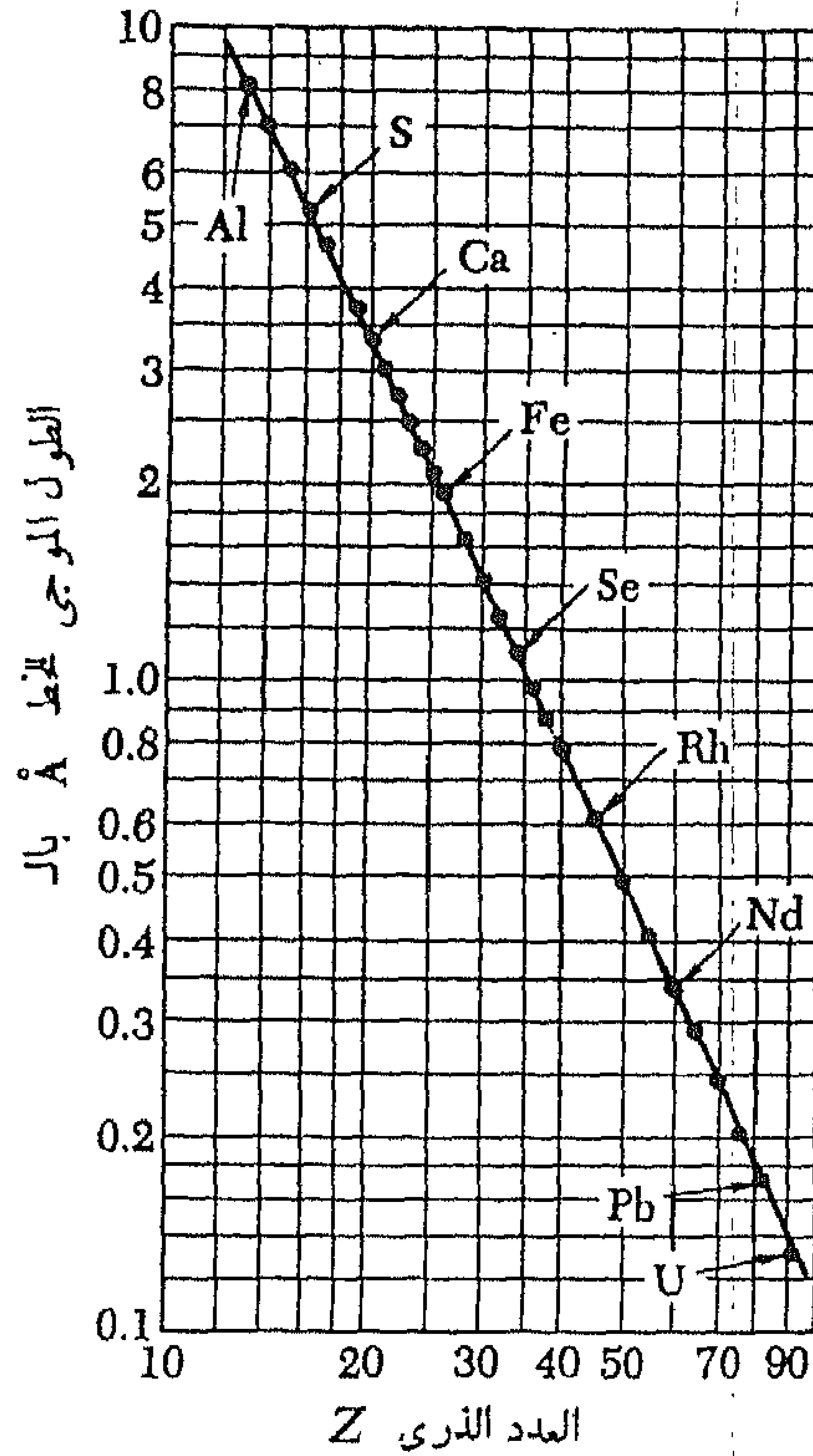
(*) للإحاطة بعمل مندليف ، وتاريخ الجدول الدورى ، أنظر

For an account of Mendelejeff's work, and the history of the periodic table, see *The World of the Atom*, Vol. I, edited by H. A. Boorse and L. Motz (Basic Books, Inc., New York, 1966).

(*) H. G. J. Moseley, "The High-Frequency Spectra of the Elements," *Philosophical Magazine* **26**, 1024 (1913), and **27**, 703 (1914).

حيث $R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2$ هو ثابت ريدبرج (Rydberg) . ولم نقدم نظرية لما تكون عليه طاقة الترابط فى الغلاف التالى ، ولكن دعنا نفترض أن هذه الطاقة تتناسب مع B_k ، ولكنها أقل . وعلى هذا ، فإذا سقط إلى الغلاف الداخلى إلكترون من الغلاف الذى يليه فإننا نتوقع أن يكون الطول الموجى للفوتون المنبعث على الصورة

$$\lambda = \frac{C}{Z^2 R_\infty} \qquad (\text{٣٧ ب})$$



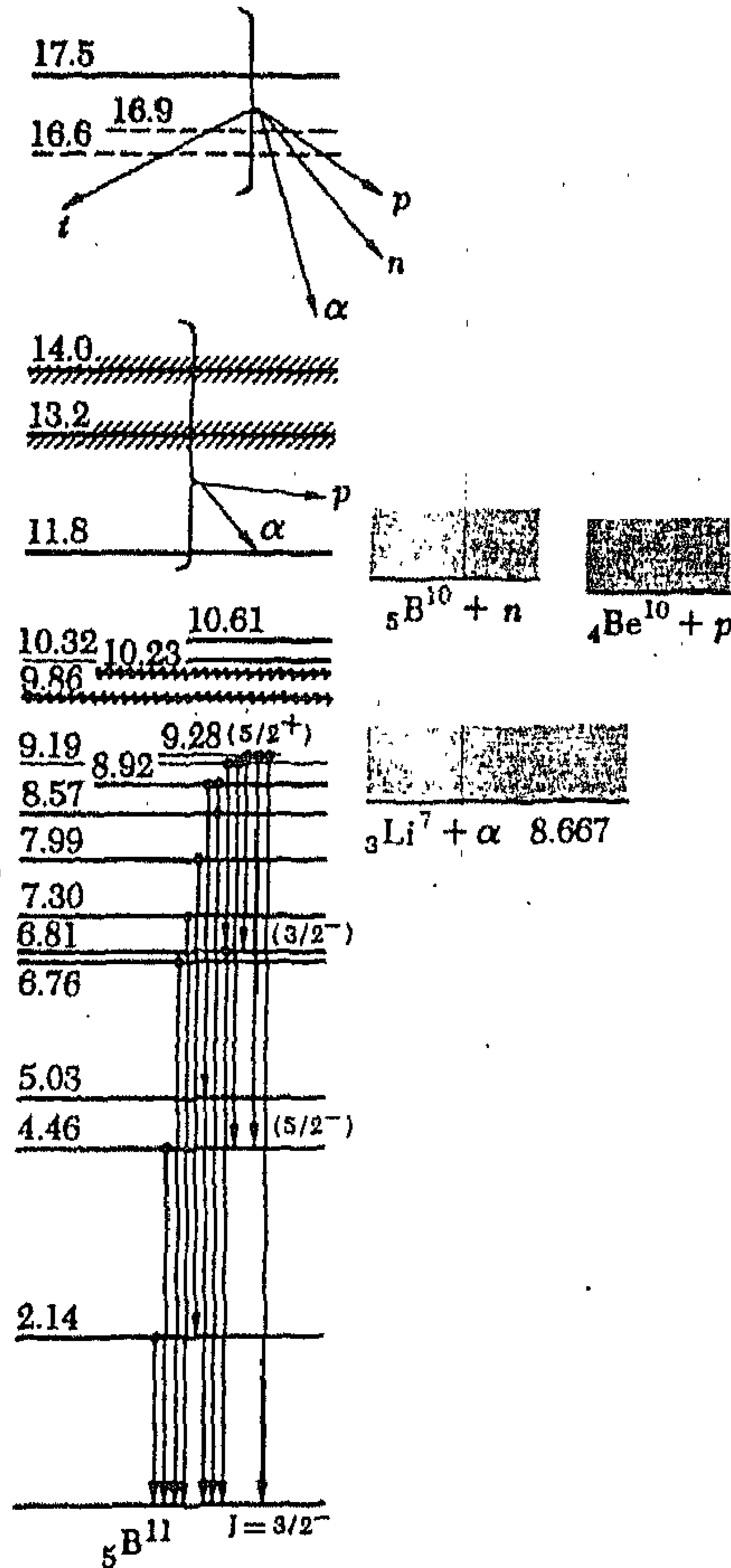
شكل ٣٧ أ رسم لـ $\ln(\lambda)$ ضد $\ln(z)$. λ هنا هى الطول الموجى لما يسمى بخط $K\alpha_2$ فى طيف شعاع X لعنصر عدده الذرى Z . وبقدر الدقة للرسم تقع كل النقط التجريبية على خط مستقيم . وهناك نتائج متوافرة لكل العناصر تقريباً ، على الرغم من أن ذرات منتقاة فقط تظهر فى هذا الرسم البيانى . من أجل نظرية بسيطة للرسم ، أنظر الكتاب .

حيث c ثابت يتوقف توقفاً ضعيفاً على Z . وعلى هذا فإن رسم $\ln \lambda$ فى مقابل $\ln z$ يجب أن يكون خطاً مستقيماً إذا كانت هذه الأفكار صحيحة . مثل هذا الرسم موضح فى شكل ٣٧ أ ، وكما نرى فإن الأطوال الموجية المعينة بالتجربة تقع بالفعل على الخط المستقيم إلى درجة جيدة من الدقة . والثابت c يساوى تقريباً $4/3$ وهذا ما تنبأت به نظرية بوهر . ولأن الإلكترون الذى سقط فى الثقب يمكن أن يكون قد أتى من عدد من الأغلفة ،

المختلفة ، ولأن الثقب يمكن أن يكون قد حدث فى واحد من الأغلفة المتعـددة ، فإننا نتوقع عدة خطوط مميزة . وهذا هو ماوجد فى الحقيقة . فى شكل ٣٧ أ رسمنا واحداً فقط من هذه الخطوط ، المتضمن نفس الأغلفة فى كل الذرات .

وكما نرى ، فإن الشحنة الذرية يمكن تمييزها من خلال قياسات شعاع X ، ويقود شغل موزلى(Moseley) على هذا إلى فهم جديد لمعنى الجدول الدورى .

٣٨ – دعنا بالتالى نناقش بعض سمات الأنوية . يبين تخطيط الحدود فى شكل ٣٨ أ مستويات الطاقة النووية لنظير البورون B^{11} ، كما تم تعيينه بالتجربة .



شكل ٣٨ أ تخطيط الحدود موضحاً مستويات الطاقة لنواة البورون B^{11} . هذا الشكل هو نسخة مبسطة للرسم الذى ظهر فى
F. Ajzenberg and T. Lauritsen, «Energy levels of light nuclei», *Reviews of Modern Physics* 27, 77 (1955). ويوصى القارىء بأن يطلع على الأصل .

فى هذا الشكل خصصنا للحالة الأرضية طاقة تساوى صفراً . وكية حركة مدارية كلية للحالة الأرضية $j = \frac{3}{2}$.

وقد رسمت المستويات المتسعة بخطوط مظللة ، والتظليل يمثل قياساً تقريبياً للاتساعات . ويقع نهاية التفكك لهذه النواة عند 8.667 MeV ، ويمكن أن تتفكك النواة إلى جسيم ألفا ونظير الليثيوم $_3Li^7$ عند طاقات أعلى من طاقة التفكك . هذا النوع من التفكك مبين على يمين تخطيط الحدود الرئيسى . كما يمكن أن تتفكك نواة البورون عند طاقات أعلى من 11 MeV بطريقتين مختلفتين : أما إلى نيوترون ونظير البورون $_5B^{10}$ ، وإما إلى بروتون ونظير البريليوم $_4Be^{16}$. أنواع التفكك هذه موضحة كذلك على يمين نظام المستوى للنظير $_5B^{11}$.

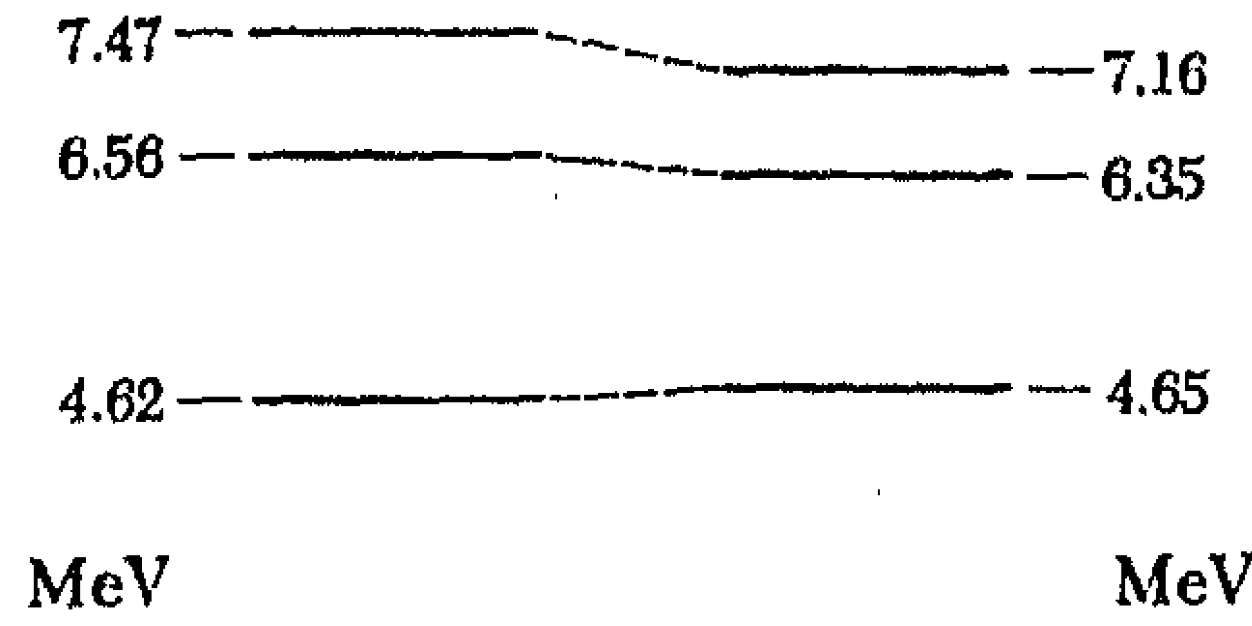
لاحظ أن النظير $_5B^{11}$ له نظام مستويات طاقة أعلى من طاقة التفكك 8.667 MeV . ويمكن للنواة عند طاقة أقل من طاقة التفكك أن تبعث فقط أشعة جاما ، ولكن النواة عند طاقة أعلى من طاقة التفكك يمكنها أن تبعث كذلك جسيمات مادية . وتوضح الخطوط الرأسية انتقالات شعاع جاما المشاهد فى $_5B^{11}$.

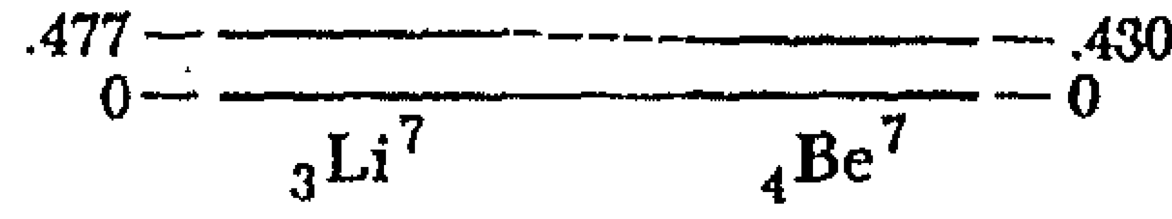
ويبين هذا المثال ، أهمية أن نكون حذرين إلى حد ما فيما يختص بتعليل « متصل مستويات الطاقة » . فالمستويات يمكن أن توجد بالتأكيد فوق طاقة التفكك . فطاقة التفكك هى مجرد طاقة يمكن عندها أن يتفكك النظام إلى جسيمين ماديين . وأقل من هذه الطاقة يمكن أن يتفكك كذلك ولكن إلى فوتون وأحد الجسيمات المادية. فإذا رغبنا فى أن نعامل الفوتونات على قدم المساواة مع الجسيمات المادية فيمكننا أن نستخلص أن المستويات الأعلى من حد التفكك (التى تسمى غالباً « المستويات التقديرية ») لا تكون مختلفة من ناحية المبدأ عن المستويات الأقل من حد التفكك : كل المستويات الأعلى من الحالة الأرضية تكون غير مستقرة . فى الواقع حتى الحالة الأرضية يمكن أن تكون غير مستقرة : باعتبار الحالة الأرضية للنواة المشعة . فى مثالنا الموضح فى شكل ٣٨ أ تكون الحالة الأرضية مستقرة : فالنظير $_5B^{11}$ يوجد فى البورون الموجود فى الطبيعة .

٣٩ – يقال أن نواتين تشكلان زوجاً من **الأنوية المرآوية** إذا أمكن الحصول على واحدة من الأخرى عن طريق تغيير كل البروتونات إلى نيوترونات والعكس بالعكس .

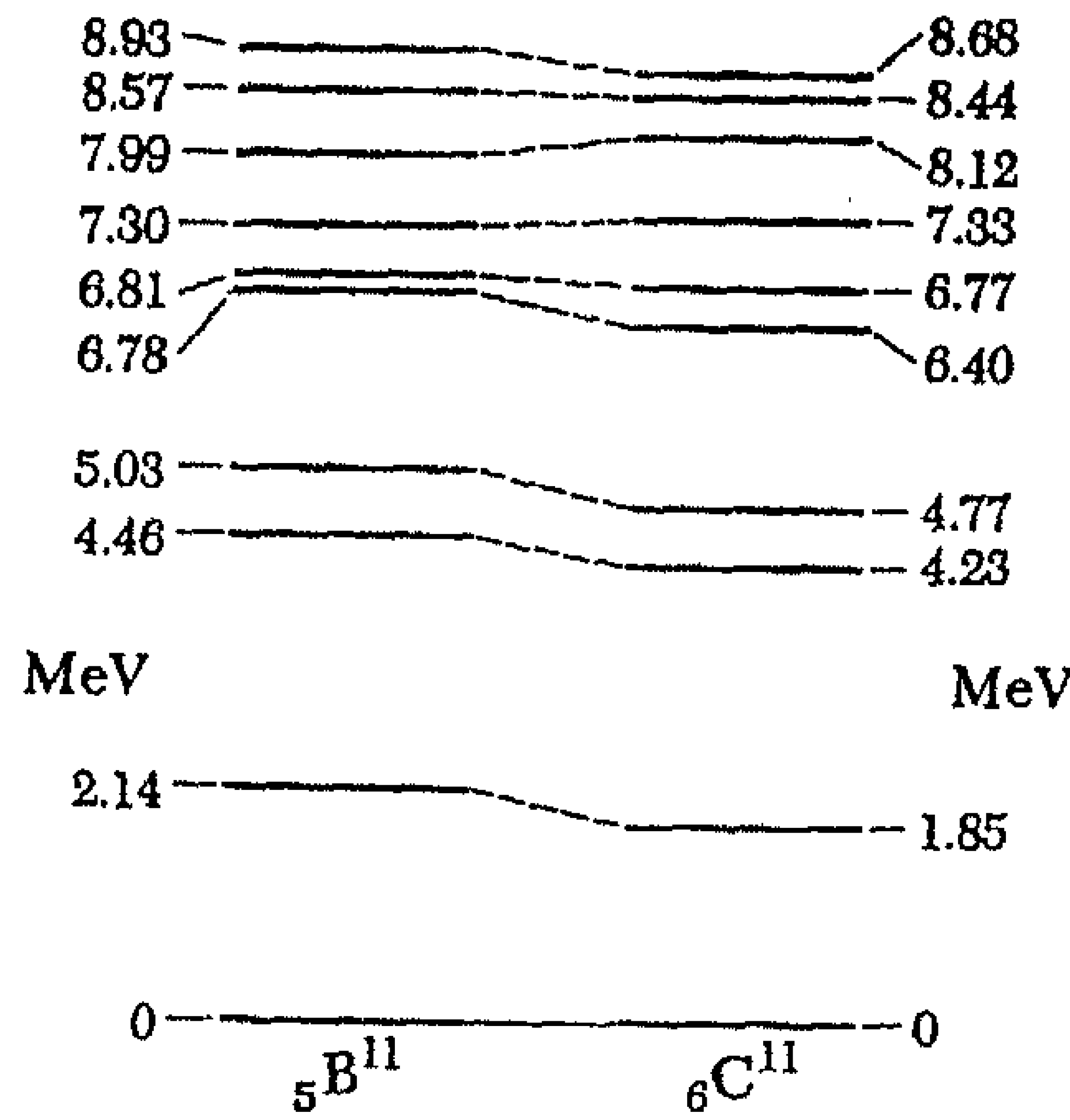
وكما ذكرنا فى بند ٣٧ من الفصل الثانى فإنه من المعتقد أن التفاعلات الشديدة التى تعتبر التفاعلات الرئيسية فى الفيزياء النووية لاتتغير إزاء هذاالتبديل . فالقوة بين البروتون والبروتون هى نفسها مثل القوة بين النيوترون والنيوترون . إذا كان هذا الاعتقاد صحيحاً ، وإذا لم يكن هناك تفاعلات أخرى غير التفاعلات الشديدة ، فإن أنظمة المستوى فى النواتين المرآويتين يجب أن تكون متطابقة .

فى شكل ٣٩ أ ، شكل ٣٩ ب نبين مستويات الطاقة التى وجدت بالتجربة لزوجين من الأنوية المرآوية . وكما نرى ، فإنه من الممكن أن ننشىء تناظراً بين المستويات فى ازدواج الأنوية المرآوية .





شكل ٣٩ أ نظائر الليثيوم والبريليوم ذات العـــدد الكتلى 7 تكون زوجاً من الأنوية المرآوية : إذا تغيرت النيوترونات فى نواة الليثيوم إلى بروتونات ، والعكس بالعكس ، فإننا نحصل على نواة البريليوم . الأنوية المرآوية لها أنظمة مستوى متشابهة ، ولكنها ليست متطابقة . والفرق هوالتأثير الكهرمغناطيسى .

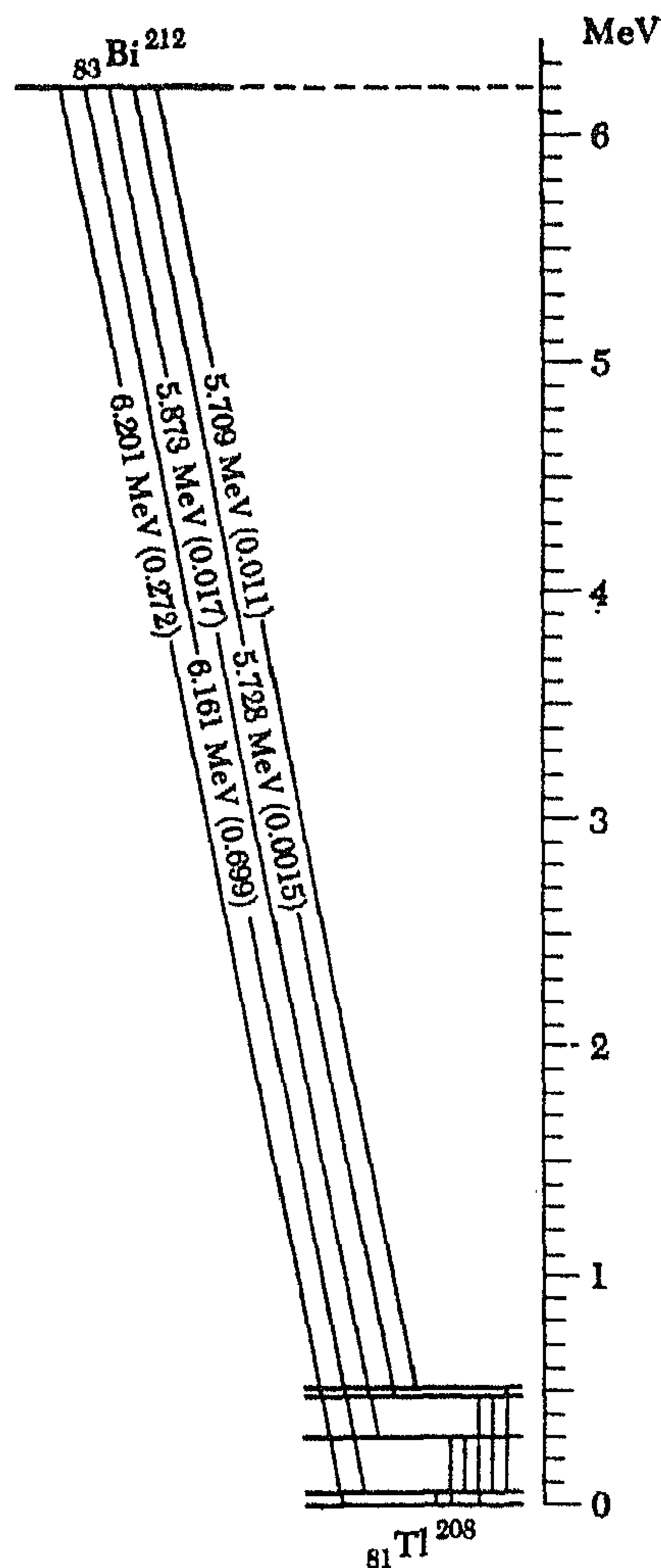


شكل ٣٩ ب نظائر البورون والكربون ذات العدد الكتلى 11 تكون زوجاً آخر من الأنوية المرآوية .

طاقات المستويات المتناظرة ليست على أى حال متطابقة كما توضح الأشكال . والسبب فى هذا يرجع إلى أن القوى الكهرمغناطيسية تكون أيضاً موجودة ، والقوى الكهرمغناطيسية لاتكون غير متغيرة أثناء عملية تبادل البروتون والنيوترون .

٤٠ – فى شكل ٤٠ أ يفسر تخطيط الحدود سبب أن انبعاث جسيمات ألفا بواسطة النواة المشعة لا تخرج دائماً بطاقة أحادية محددة تماماً . ويبين الشكل اضمحلال نظير البيزموث $_{83}Bi^{212}$ إلى نظير الثاليوم $_{81}Tl^{208}$. ويحدث الاضمحلال من **الحالة الأرضية للنواة الأم** إلى إحـــدى الحالات المثارة المتعددة ، أو إلى الحالة

الأرضية للنواة الوليدة . ويرسم تخطيط الحدود بحيث تقع الحالة الأرضية للنواة الأم عند 6.2 MeV فوق الحالة الأرضية للنواة الوليدة : هذة الطاقة هي النهاية العظمى لطاقة الحركة التي يمكن أن ينبعث بها جسيم ألفا . ومن الواضح أنه إذا حدث الاضمحلال إلى حالات مثارة للنواة الوليدة ، فإن جسيم ألفا سوف ينطلق بطاقة أقل . بالنسبة لنظام المستوى المبين فى الشكل ، يمكن لجسيم ألفا أن ينبعث بواحدة من الطاقات الخمس المختلفة والمحددة تماماً . والخطوط المائلة تبين هذه الاضمحلالات . الأعداد التى فى الأقواس هى نسب التفرع لأشكال الاضمحلال المختلفة .

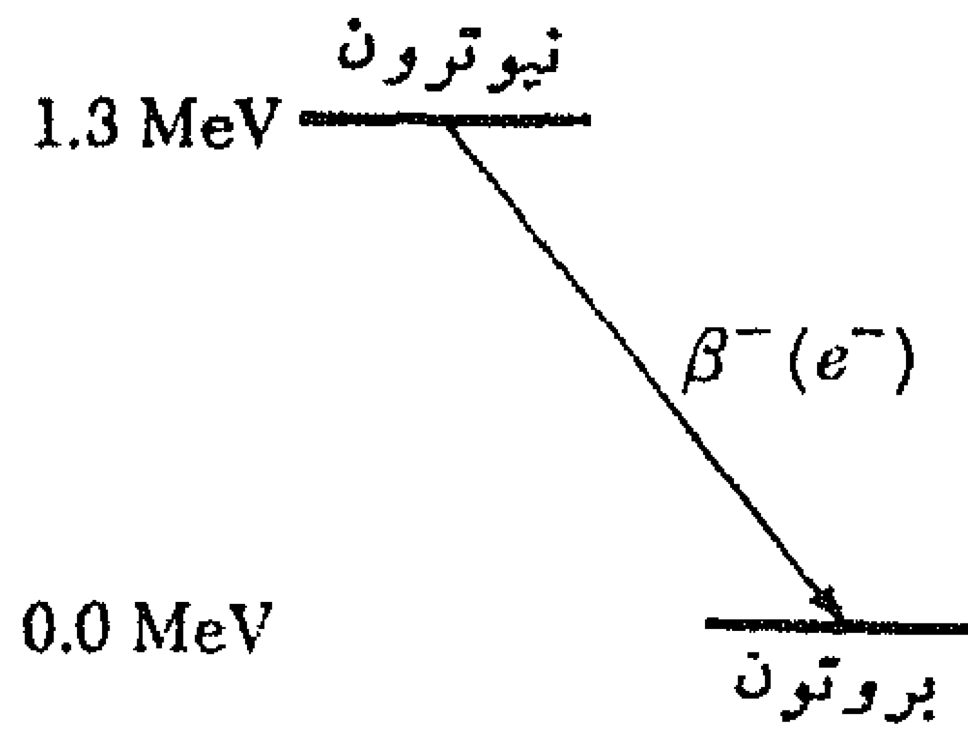


شكل ٤٠ أ فى الاضمحلال بألفا لنظير البزموث $_{83}Bi^{212}$ قد تترك النواة الوليدة فى الحالة الأرضية أو فى أى واحدة من الحالات الأربع المثارة . وبناء على ذلك يمكن أن تنطلق جسيمات ألفا بخمس طاقات مختلفة . وتضمحل النواة الوليدة من الحالات المثارة خلال إشعاع جاما .

إذا تركت النواة الوليدة فى إحدى الحالات المثارة فسوف تبعث أشعة جاما ، الموضحة بالخطوط الرأسية ، وفى النهاية تصل إلى الحالة الأرضية .

ولكثير من الأنوية نشيطة إشعاع — ألفا يحدث الاضمحلال دائماً إلى الحالة الأرضية للنواة الوليدة ، لأنه لاتتوافر الحالات المثارة المناسبة . وتنطلق جسيمات ألفا عندئذ بطاقة وحيدة محددة تماماً ولا يكون هناك أشعة — جاما مصاحبة للاضمحلال بألفا .

٤١ — يفهم **بانحلال بيتا** تلك العملية التى فيها تبعث النواة إلكتروناً أو بوزويترونا . وأبسط عملية من هذا النوع هى الاضمحلال — بيتا للنيوترون ، تلك الظاهرة التى تأكدت تماماً بالتجربة . ومتوسط — عمر النيوترون الحر هو 16 دقيقة . وحيث أن فرق الكتلة للنيوترون — بروتون هو $(m_n - m_p) = 1.3$ MeV فيمكننا أن نرسم تخطيط الحدود مثل ذلك المبين فى شكل ٤١ أ . يدل الخط المائل على الانتقال . فإذا انبعث الكترون واحد ، فسوف ينبعث دائماً بنفس الطاقة (حوالى 1.3 MeV) ، تماماً مثل اضمحلال — ألفا . لقد وجد بالتجربة أن الإلكترون يمكن فى الحقيقة أن ينبعث بأية طاقة تقع بين طاقة السكون 0.5 MeV والطاقة المتاحة 1.3 MeV .



شكل ٤١ أ تخطيط الحدود مبيناً الاضمحلال ببيتا للنيوترون . كتلة النيوترون هى 939.55 MeV وكتلة البروتون هى 938.25 MeV ويكون فرق الكتلة هو 1.30 MeV ، جزء من هذا الفرق على وجه التحديد 0.50 MeV يظهر كطاقة سكون للإلكترون ، والباقى يظهر كطاقة حركة لكل من الإلكترون ، ضديد النيوترينو والبروتون ، نواتج الاضمحلال ويكون نصيب البروتون من طاقة الحركة صغيراً جداً ، وعلى هذا فإن الطاقة المتوافرة تكون مقسمة بين الإلكترون وضديد النيوترينو

وتفسير ذلك أن جسيماً آخر ، فى هذه الحالة هو ضديد النيوترينو عديم الوزن ، ينبعث أيضاً ، وتتقسم الطاقة الممكنة بين الإلكترون وضديد النيوترينو . وعندئذ تقرأ صيغ التفاعل للاضمحلال ببيتا على النحو

انبعاث إلكترون : $_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}X^{A} + e^{-} + \bar{\nu}$

انبعاث بوزيترون : $_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-1}X^{A} + e^{+} + \nu$

حيث X تمثل الرمز الكيميائى للنظير المشع $e^{\pm}$ تمثل البوزيترون أو الإلكترون ، ν للنيوترينو و $\bar{\nu}$ لضديد النيوترينو .

٤٢ – تخطيط الحدود فى شكل ٤٢ أ يبين الأصل فى نشوء بيتا – جاما المتعاقب الذى ينبعث من نظير الكوبلت $_{27}Co^{60}$. فهذا النظير يضمحل ببيتا أولا إلى حالة مثارة لنظير النيكل $_{28}Ni^{60}$ ، الذى يقع عند 2.4 MeV فوق الحالة الأرضية . وطاقة الحركة العظمى للإلكترون المنبعث تكون 0.3 MeV ، ولكنه قد ينطلق بأية طاقة بين القيمة صفر وتلك القيمة العظمى للطاقة . وصيغة التفاعل لهذا الجزء من العملية يمكن أن يكتب



$$_{27}Co^{60} \rightarrow {}_{28}Ni^{60*} + e^{-} + \bar{\nu}$$

حيث تشير النجمة إلى أن نظير النيكل لا يزال فى الحالة المثارة . ويضمحل من هذه الحالة على التوالى (فى الحال بالنسبة لكل الأغراض العملية) ، خلال حالة مثارة أخرى تقع عند 1.3 MeV فوق الحالة الأرضية ، إلى الحالة الأرضية باعثاً أشعة جاما ذات الطاقات 1.1 MeV و 1.3 MeV .

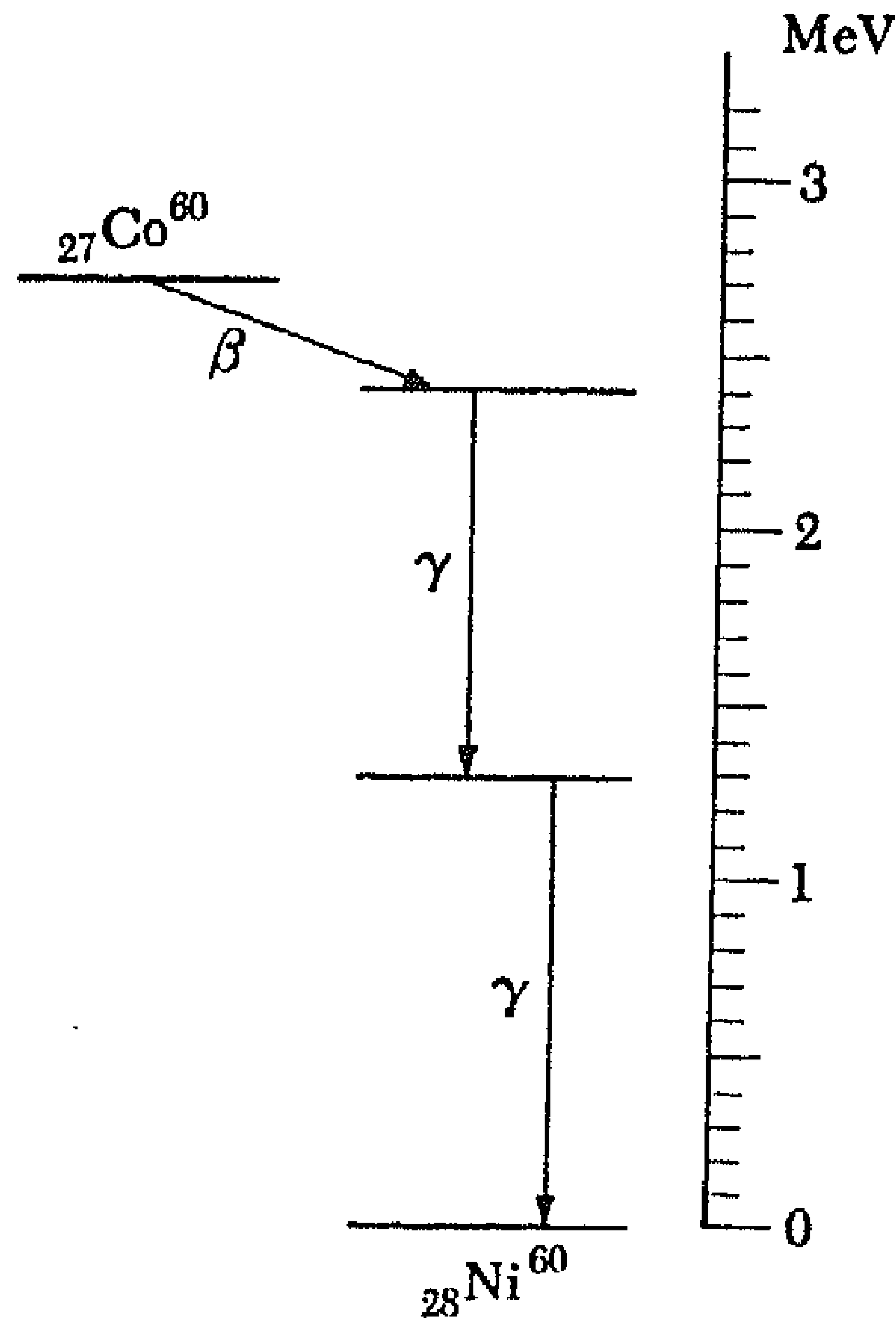
عمر النصف لنواة الكوبلت هو 5.3 سنوات ، وبذلك تهيئ لنا عملية التعاقب هذه مصدراً طويل العمر إلى حد ما لأشعة جاما .

وغالباً ما يكون للأنوية نشيطة الاشعاع ببيتا أعمار – نصف طويلة جداً ، تماماً مثل بواعث – ألفا . وفى حالة بواعث بيتا يكون السبب فى ذلك هو الضعف الذاتى للتفاعلات المسئولة عن الاضمحلال ببيتا . هذا التفاعل المعروف بالتفاعل الضعيف يكون على وجه التقريب أضعف بحوالى 10^{14} ضعفا عن التفاعلات الشديدة ، وعلى هذا يكون أيضاً أضعف من التفاعلات الكهرمغناطيسية بمراحل . والتفاعل الضعيف هو المسئول عن الاضمحلال (البطىء نسبيا) لكثير من الجسيمات الأساسية ، التى قد تكون مستقرة ، ولكنها ليست كذلك بالنسبة للتفاعل الضعيف . أمثلة ذلك البيونات المشحونة ، النيوترون – الميون – ميزونات –K وهيبرون – لمدا .

اتســـاع دوبلر والاتساع بالتصادم لخطوط الطيف

٤٣ – ناقشنا فى فترة مبكرة من هذا الفصل العلاقة بين عرض الخط الطبيعى $\Delta\omega$ لخط الطيف المنبعث من الذرة ، ومتوسط أعمار الحالات المتضمنة فى الانتقال . وفى الحالة الخاصة التى تكون فيها الحالة الدنيا هى الحالة الأرضية وجدنا أن

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \qquad (٤٣ \text{ أ})$$



شكل ٤٢ أ تخطيط الحدود مبينا تعاقب بيتا – جاما المنبعثة بواسطة نظير الكوبلت $_{27}Co^{60}$. هذا النظير يضمحل بيتا أولا إلى حالة مثارة لنظير النيكل $_{28}Ni^{60}$ ، التى تقع عند 2.4 MeV أعلى الحالة الأرضية ، والقيمة العظمى لطاقة حركة الإلكترون هى 0.3 MeV وتضمحل الحالة المثارة لنظير النيكل على التتابع من خلال انبعاث إثنين من أشعة جاما فى تتابع سريع .

حيث τ هو متوسط عمر الحالة العليا

فى بند ٢٦ أوردنا قيم τ النمطية للذرات ، وقد قدرنا القيمة الكسرية لعرض – الخط فى حدود $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-7}$. هذه بالطبع رتبة كبر تقريبية جداً لتقدير تلك الكمية .

خطوط الطيف للذرات كما نلاحظها فى الطبيعة ، تكون على وجه العموم أكثر إتساعاً عن التقدير السابق . ونظريتنا الواردة فى البنود ١٤ – ٢٦ تنطبق على الذرة المعزولة ، الساكنة أصلا ، لكن من الناحية العملية لا تكون الذرات قيد البحث معزولة ولا ساكنة . ولدراسة أسباب الإتساعات الإضافية ، دعنا نفترض أننا ندرس انبعاث الضوء من غاز من الذرات ، عند درجة حرارة T وضغط P . وليكن الوزن الذرى A . وسوف تتجول الذرات بطريقة عشوائية ، وسوف تتصادم بلا انقطاع مع بعضها البعض .

٤٤ – وبسبب الحركة الحرارية العشوائية سوف تتحرك بعض الذرات فى اتجـاه المشاهد ، وبعض الذرات تتحرك مبتعدة عنه . نتيجة لذلك يتسع خط الطيف ، الذى هو نتيجة تراكب الخطوط المنبعثة من

ذرات كثيرة ، بسبب تأثير دوبلر (Doppler) . وتكون إزاحة دوبلر بالنسبة لذرة متحركة فى اتجاه المشاهد بسرعة υ على الصورة $\delta\omega/\omega = \upsilon/c$. ولكى نقدر مقدار الاتساع لدوبلر $(\Delta\omega/\omega)_D$ ، علينا أن تدخل السرعة المتوسطة υ_0 لذرات الغاز فى الصيغة الخاصة بازاحة دوبلر . υ_0 فى الواقع هى السرعة المتوسطة فى اتجاه المشاهدة ، والتى يمكن أن نأخذها للمحاور الثلاثة . وقد ذكرنا فى بند ١٧ من الفصل الثانى أن طاقة الحركة المتوسطة للذرات ودرجة الحرارة T يرتبطان بالعلاقة

$$E_{\text{kin}} = \tfrac{1}{2}M(\upsilon_{01}{}^2 + \upsilon_{02}{}^2 + \upsilon_{03}{}^2) = \tfrac{3}{2}kT \qquad (٤٤\ أ)$$

حيث $M \cong AM_p$ هى كتلة الذرة (M_p هى كتلة البروتون) . ومن الواضح أن السرعات المتوسطة فى الاتجاهات الإحداثية الثلاثة تكون متساوية ، ونحصل على

$$\upsilon_0 = \upsilon_{03} = \sqrt{\frac{kT}{AM_p}} \qquad (٤٤\ ب)$$

وعلى هذا يكون اتساع دوبلر معطى بالعلاقة

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim \frac{1}{c}\sqrt{\frac{kT}{AM_p}} = (0.52 \times 10^{-5}) \sqrt{\frac{1}{A}\left(\frac{T}{293°\text{K}}\right)} \qquad (٤٤\ جـ)$$

٤٥ – وتؤدى التصادمات بين الذرات أيضاً إلى اتساع فى خطوط الطيف . لتقدير هذا التأثير سوف نفترض أنه لأية ذرة أحادية توجد فترة زمنية τ_c بين تصادمين متتاليين . ويكون مقلوب هذا الزمن $1/\tau_c$ هو معدل التصادم للغاز . وسوف نفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل تصادم يحدث خللا فى عملية الانبعاث . وعلى هذا فان الزمن τ_c هو متوسط عمر الذرات المؤثر ، وبالمقارنة مع العلاقة (٤٣ أ) يمكننا أن نفترض أن اتساع خط الطيف المناظر يعطى بالعلاقة

$$(\Delta\omega)_c \sim \frac{1}{\tau_c} \qquad (٤٥\ أ)$$

يجب علينا الآن أن نقدر تردد التصادم $1/\tau_c$ ، على اعتبار أن الذرات مثل كرات نصف قطرها r . دعنا نركز انتباهنا على ذرة بعينها ، ولتكن سرعتها بعد التصادم مباشرة هى υ ، والمطلوب إيجاد الزمن المتوسط τ_c الذى يمر قبل أن تعانى هذه الذرة تصادما تالياً . ولتقدير هذا الزمن فى حدود خطأ قدره رتبة كبر واحدة يكون مسموحا بافتراض أن كل الذرات الأخرى ساكنة : أما تحديد قيمة τ_c الدقيقة فيتطلب بالطبع أن نأخذ فى الاعتبار حركة الذرات الأخرى كذلك ، فى فترة زمنية صغيرة dt تتحرك ذرتنا مسافة قدرها $\upsilon\, dt$ ، لنعتبر أسطوانة ، نصف قطرها $2r$ ، ومحورها هو مسار الجسيم ، وتتمركز حول هذا المسار . وعلى هذا يكون ارتفاع هذه الأسطوانة هو $\upsilon\, dt$. فإذا لم تكن هناك ذرة أخرى داخل الأسطوانة فلن يكون هناك تصادم خلال الفترة الزمنية dt . فاحتمال أن يحدث التصادم خلال الفترة الزمنية يتساوى مع احتمال وجود ذرة أخرى داخل الأسطوانة . وحجم الأسطوانة هو $4\pi r^2 \upsilon\, dt$ ، فاذا كانت n هى متوسط عدد الذرات لوحدة الحجوم فى الغاز ، فان العدد المتوسط للذرات داخل الأسطوانة سيكون $4\pi r^2 n\upsilon\, dt$. إذا كان هذا العدد صغيرا بالمقارنة

مع الوحدة فسوف يعطى أيضاً احتمال وجود ذرة داخل الأسطوانة ، ومن ثم احتمال وقوع تصادم فى الزمن dt
ولتقدير τ_c نطبق الشرط التالى :

$$4\pi r^2 n v \tau_c \sim 1 \quad \text{or} \quad \frac{1}{\tau_c} \sim 4\pi r^2 n v \qquad (\text{٤٥ ب})$$

الذى مؤداه أن العدد المتوسط للذرات الموجودة داخل أسطوانة نصف قطرها $2r$ الذى تلتقى به الذرة فى خلال الزمن τ_c سيكون من رتبة الوحدة .

يحتوى جرام جزيئى من أى غاز على $N_0 \cong 6 \times 10^{23}$ جزىء (فى حالتنا الجزيئات هى الذرات) . وعند درجة حرارة $273°K$ وضغط 1 atm ، يحتل جرام جزيئى حجماً قدره 22.4 literos . بقول آخر ، عند هذه الدرجة وهذا الضغط سيكون عدد الذرات لوحدة الحجوم معطى بـ

$$n_0 = \frac{N_0}{(22.4 \text{ liters})} \cong 2.7 \times 10^{19} \text{ atoms/cm}^3 \qquad (\text{٤٥ جـ})$$

عدد الذرات لوحدة الحجوم عند أى ضغط آخر P ، ودرجة حرارة T ، يعطى إذن بالعلاقة

$$n = n_0 \left(\frac{P}{1 \text{ atm}}\right)\left(\frac{T}{273°\text{K}}\right)^{-1} \qquad (\text{٤٥ د})$$

(هذه النتيجة تنبع من معادلة الحالة للغاز) .

وكتقدير معقول لنصف القطر r يمكن أن نعتبر نصف قطر بوهر $r \cong 0.5 \times 10^{-8}$ cm.
ونحصل على السرعة المميزة v من

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (\text{٤٥ هـ})$$

حيث $M \cong AM_p$ هى كتلة الذرة . بتجميع كل المعادلات السابقة (٤٥) نحصل أخيرا على

$$(\Delta\omega)_c \sim \frac{1}{\tau_c} \sim (2 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}) \times \left(\frac{P}{1 \text{ atm}}\right) \times \sqrt{\frac{1}{A}\left(\frac{273°\text{K}}{T}\right)} \qquad (\text{٤٥ و})$$

٤٦ — إذا قارنا الآن الاتساع الناتج عن التصادم ، كما تعطيه المعادلة (٤٥ و) واتساع دوبلر كما تعطيه المعادلة (٤٤ جـ) مع الاتساع الناتج عن زمن العمر المحدد للحالة المثارة لذرة معزولة ، فإننا نلاحظ أن الاتساع الناتج عن السبب الأخير سوف يكون على وجه العموم صغيرا جداً بالمقارنة مع الاتساع الناتج عن السببين الأوليين . فمقدار الاتساع الناتج عن التصادم يتقلص كلما نقص الضغط ، وعند الضغط المنخفض يسود اتساع دوبلر ، ويكون هو السبب الرئيسى للاتساع المحدود لخطوط الطيف ويمكن أن تشاهد عرض الخط الطبيعى فقط تحت ظروف خاصة جداً .

سوف لا نناقش الاتساع الناتج عن التصادم واتساع دوبلر أكثر من ذلك . فهذه الظواهر ، على الرغم من أهميتها القصوى فى الناحية العملية ، فهى خارجة عن نطاق المسألة الأساسية لانبعاث وامتصاص الضوء بواسطة الذرة . وقد شعر المؤلف بأنه من الواجب أن نناقشها على أية حال فى هذا الصدد ، وإلا ترك القارئ ولديه انطباع أن اتساع خط الطيف المشاهد يكون دائما إتساع خط طبيعى .

موضوع متقدم : عن نظرية الانتقالات الكهرمغناطيسية*

٤٧ – نحن نعتبر سؤالين هامين . ما هو السبب فى أن متوسط العمر لحالة المثارة (فى ذرة ، أو نواة) التى تكون مستقرة إزاء انبعاث جسيم ، ولكنها غير مستقرة إزاء انبعاث فوتون ، يكون طويلا بالمقارنة مع معكوس التردد للفوتون المنبعث ؟ ما هو السبب فى أن اشماع ثنائى القطب الكهربى يكون نوع الإشماع الأكثر شيوعاً فى الفيزياء الذرية ؟

دعنا نحاول مناقشة هذه الأسئلة على أساس النظرية الكهرمغناطيسية شبه الكلاسيكية . هذا يعنى أن حججنا تكون جزئياً كلاسيكية وجزئياً ذات روح ميكانيكية كية . وتبرير هذا المدخل الساذج كتبرير غيره فى هذا الفصل يكمن فى نجاحه : فنحن نستطيع الإجابة على السؤالين السابقين بطريقة معقولة .

٤٨ – والإجابة على السؤال الأول هى : « لأن ثابت التركيب الدقيق α صغير للغاية » دعنا نرى ما الذى يعنيه هذا .

أول كل شىء ، نحن نسترجع الخلاصة التى وصلنا إليها فى البنود ٢٩ و ٣٩ فى الفصل الثانى وهى أن الطول الموجى للاشماع الكهرمغناطيسى المنبعث يكون على وجه العموم كبير بالمقارنة مع حجم الذرة أو النواة التى تبعث الإشماع . هذه الحالة لها نتائج فيزيائية هامة ، كما أنها تبسط أيضاً المناقشة الرياضية لظاهرة الأشماع . دعنا نفترض أولا أن الذرة ، أو النواة ، فى إحدى حالات الإثارة تمثل دور القطب الكهربى المتذبذب . وليكن ω هو تردد التذبذب : وهو أيضاً تردد الضوء المنبعث . دع a تشير إلى حجم الشىء . حيث أن الشىء الذى يتذبذب يكون شحنة أولية أو أكثر ، ويمكن اعتبار أن عزم ثنائى القطب الكهربى من رتبة كبر ea . أن الشىء يكون صغيرا بالمقارنة مع الطول الموجى يعبر عنه بواسطة الشرط .

$$\frac{a\omega}{c} \ll 1 \qquad (٤٨\ \text{أ})$$

فى الجزء الثالث من سلسلة بيركلى** تعلمنا أن ثنائى القطب الكهربى يبعث طاقة إشماع بالمعدل

$$W = \frac{1}{3c^3}\omega^4 (ea)^2 \qquad (٤٨\ \text{ب})$$

هذه الصيغة تعطى القدرة المنبعثة .

حيث أننا نعلم أن الذرة (أو النواة) سوف تبعث فوتوناً وحيداً ، فاننا نهتم بالزمن τ اللازم لهذا الشىء لكى يبعث طاقة مقدارها $\hbar\omega$. هذا الزمن يعطى بـ

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{\omega}{3}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{a\omega}{c}\right)^2 \qquad (٤٨\ \text{ح})$$

---

* يمكن حذفها عند القراءة الأولى .

** Berkeley Physics Course, Vol. III, *Waves*, Chap. 7.

أو ، كتقدير لرتبة الكبر ،

$$\frac{1}{\tau} \sim \omega\alpha\left(\frac{a\omega}{c}\right)^2 \qquad (٤٨ \text{ د})$$

ونفسر τ على أنه متوسط عمر الحالة المثارة : فهذا هو الزمن اللازم للحالة المثارة لكى تضمحل من خلال انبعاث فوتون . دعنا نعتبر الكمية اللابعدية

$$\omega\tau \sim \frac{1}{\alpha}\left(\frac{a\omega}{c}\right)^{-2} \qquad (٤٨ \text{ هـ})$$

هذه الكمية تتناسب مع عدد الذبذبات التى يؤديها النظام خلال الزمن τ ، قبل أن يضمحل . ومن الواضح أن الحالة المثارة تكون أكثر استقرارا كلما كانت الكمية $\omega\tau$ كبيرة . وكما ترى فان $\omega\tau$ تكون كبيرة لسببين : أنها تتناسب مع الكمية « الكبيرة » $1/\alpha \cong 137$ ، وتتناسب عكسياً مع مربع الكمية $(a\omega/c)$ ، وكما قلنا فإن $(a\omega/c)$ تكون على وجه العموم صغيرة .

٤٩ — فى حالة الذرة يمكننا أن يأخذ a على أنها نصف القطر لبوهر ، $a_0 = (1/\alpha)(\hbar/mc)$. وللانتقال الضوئى يكون التردد من رتبة كبر $\omega \sim \alpha^2 mc^2$ ، وعلى هذا نحصل على

$$\omega\tau \sim \alpha^{-3}, \qquad \tau \sim \left(\frac{\hbar}{mc^2}\right)\alpha^{-5} \qquad (٤٩ \text{ أ})$$

وهذا يبين اعتماد كل من τ و $\omega\tau$ على ثابت التركيب الدقيق . فى المنطقة الضوئية تتنبأ الصيغة بمتوسط أزمنة تتراوح من 10^{-7} إلى 10^{-9} sec ، وهو ما يتفق مع القيم المشاهدة .

لكى نحصل على تقدير مبدئى لزمن العمر لحالة مثارة لنواة ، والتى يمكن أن تضمحل من خلال انتقال ثنائى القطب الكهربى ، يمكن أن نأخذ $a = 10^{-13}$ cm . وشعاع جاما ذو الطاقة 200 KeV له طول موجى حوالى 6×10^{-10} cm ، ونحصل على $\tau \sim 10^{-12}$ sec . ونحن ننوه بأن هذا التقدير تقريبى جداً ، ولكن كتقدير تقريبى لرتبة الكبر يتفق مع ما شوهد بالتجربة . لاحظ أنه بناء على (٤٨ هـ) يكون زمن العمر متناسباً عكسياً مع مكعب التردد المنبعث .

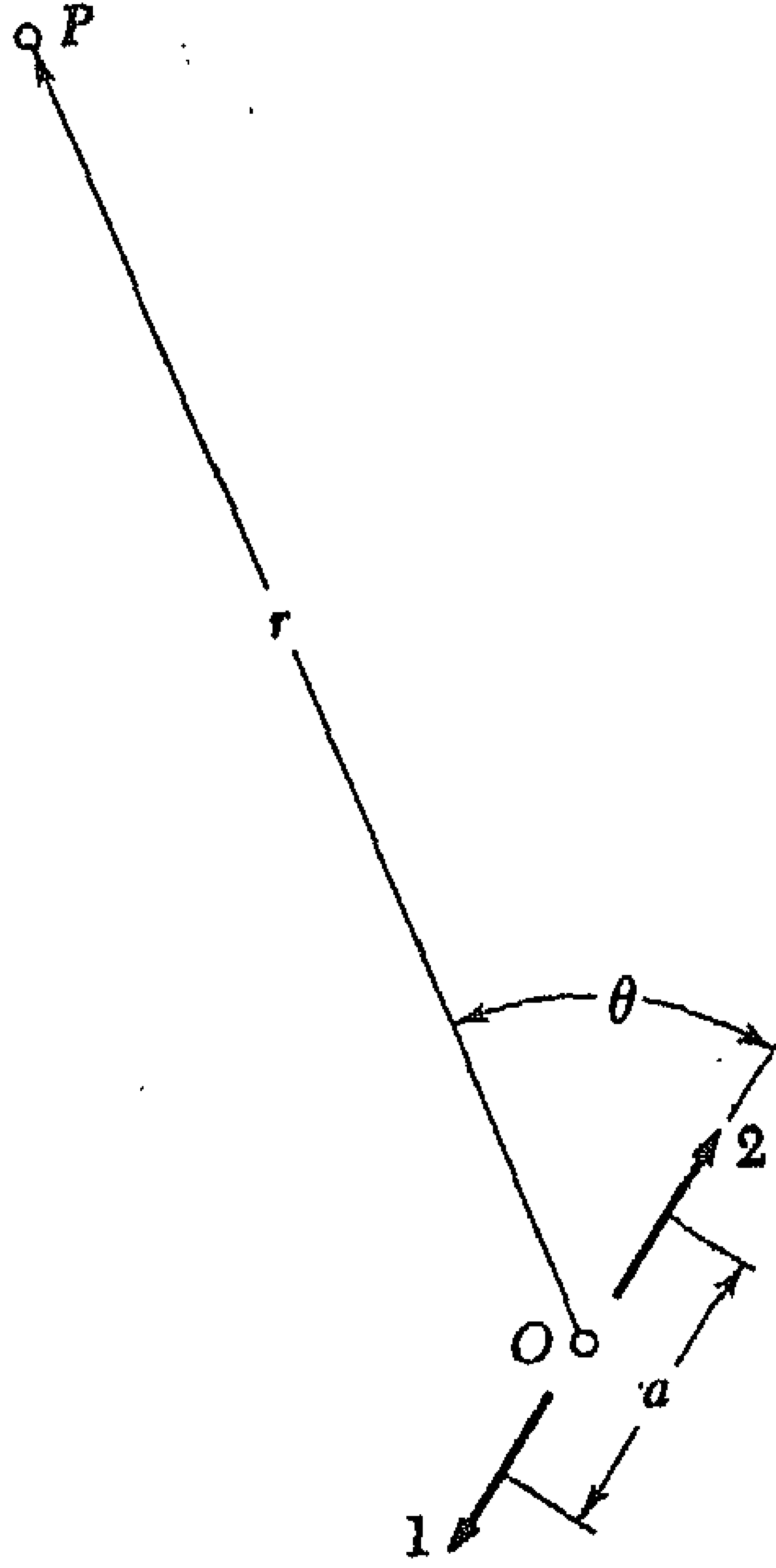
لقد أجبنا على السؤال الأول من السؤالين المثارين فى بند ٤٧ ، ونحن الآن نفهم لماذا تكون أعمار الحالات المثارة التى يمكن أن تضمحل كهر مغناطيسياً أطول من مقلوب تردد الضوء المنبعث .

٥٠ — ولننتقل الآن إلى السؤال الثانى ، معتبرين الدور الرئيسى لانتقالات ثنائى القطب الكهربى فى الذرات . لدراسة هذه النقطة علينا أن نعتبر معدل الانبعاث من تشكيل الشحنات المتحركة الذى يكون فيه عزم ثنائى القطب الكهربى متلاشياً عند كل الأزمنة .

شكل ٥٠ أ يبين أحد المصادر التى تبعث إشعاعاً رباعياً للقطب الكهربى . ويمثل السهمان اثنين من ثنائى القطب الكهربى المتذبذبين بتردد قدره ω . هذان الثنائيان لهما نفس المقدار ، ولكنهما متعاكسى الاتجاه .

والمسافة بينهما a ، وقد وضعا متماثلين بالنسبة لنقطة الأصل O ، التي تقع في مركز « الذرة » . ونحن نشاهد الإشعاع عند النقطة « P » ، التي تبعد مسافة كبيرة r عن الذرة .

ومن الواضح أن عزم ثنائي القطب الكهربي لهذا المصدر يساوي صفراً . ونفس الشيء صحيح بالنسبة لعزم ثنائي القطب المغناطيسي بسبب عدم وجود تيارات دائرية في المصدر .



شكل ٥٠ أ صورة تخطيطية لمصدر ثنائي القطب الكهربي . وتمثل الأسهم اثنين من ثنائيات الأقطاب المتذبذبة بنفس التردد ω . ولهما نفس المقدار ، ولكنهما في اتجاهين متعاكسين . وفي هذا التشكيل يتلاشى عزم كل من ثنائي القطب الكهربي وثنائي القطب المغناطيسي ، ولكن عزم رباعي القطب لايتلاشى . فإذا كانت a صغيرة بالنسبة للطول الموجي λ فإن المعدل الذي عنده تشع الطاقة من النظام يكون أصغر بالعامل $(a/\lambda)^2$ عن المعدل المناظر من ثنائي القطب المفرد .

ولنعتبر الآن المجال الكهربي في اتجاه ثابت ، عند مسافة كبيرة جداً من المصدر . هذا المجال يقع في مستوى الشكل ، ويكون عمودياً على نصف قطر المتجه OP . وليكن E_1 هو المجال الكهربي الذي نجده عند P إذا كان ثنائي القطب رقم واحد فقط هو الموجود عند نقطة الأصل O . هذا المجال يكون على الشكل

$$E_1 = \frac{C(\theta)}{r} \exp\left[i\left(\frac{r}{c} - t\right)\omega\right] \qquad (٥٠ أ)$$

حيث $C(\theta)$ هى دالة فى θ التى تتناسب مع عزم ثنائى القطب الكهربى . وشكل الدالة بالتحديد لايهمنا هنا فى شىء .

إذا وجد كلا الثنائيين معاً ، كما فى الشكل ، فإن المجالات الكهربية الناتجة عن الثنائين تتلاشى تقريباً ، ولكنها لاتتلاشى تماماً ، لأن المسافة من P إلى الثنائى 1 هى $(r + \frac{a}{2} \cos \theta) \cong$ ، فى حين أن المسافة من P إلى الثنائى 2 هى $(r - \frac{a}{2} \cos \theta) \cong$. وبالتالى فإن المجال الناشىء عن الثنائى 1 يختلف فى الطور عن المجال الناشىء عن الثنائى 2 . والمجال الكهربى E_2 ، يكون على هذا معطى بالعلاقة

$$E_2 = \left\{ \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right] \right\} \times$$
$$\times \left[\exp \left(\frac{ia\omega \cos \theta}{2c} \right) - \exp \left(\frac{-ia\omega \cos \theta}{2c} \right) \right] \qquad (\text{٥٠ ب})$$

٥١ — سوف نستخدم الآن الفرض (٤٨ أ) بأن $(a\omega/c)$ يكون صغيراً جداً مقارنة بالوحدة : من الواضح أن هذا الفرض يكون سارى المفعول للانتقالات الضوئية فى الذرة لأن a لايمكن أن تكون أكبر كثيراً من نصف القطر الذرى النمطى وعلى هذا ، يمكننا أن نفك الدالتين الأسيتين داخل الأقواس فى الطرف الأيمن للمعادلة (٥٠ ب) ، مع إهمال كل الحدود ذوى الرتب الأعلى فى a من الأول لنحصل على

$$E_2 \cong i \left(\frac{a\omega}{c} \right) (\cos \theta)\, E_1 \qquad (\text{٥١ أ})$$

حيث E_1 معطاة بالعلاقة (٥٠ أ) . على هذا يكون المجال الكهربى E_2 الناتج عن رباعى القطب الكهربى المبين شكل (٥٠ أ) أصغر فى كل مكان على الأقل بعامل قدرة $(a\omega/c)$ عن المجال الكهربى E_1 الناتج عن أحد الثنائيين المكونين لرباعى القطب » . وحيث أن معدل الإشعاع يتناسب مع مربع المجال الكهربى فإننا نستطيع أن نستخلص أن المعدل النمطى لإشعاع رباعى القطب الكهربى يكون أصغر من المعدل النمطى لأشعاع ثنائى القطب الكهربى بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$. وأزمنة العمر المناظرة ترتبط على هذا بالعلاقة

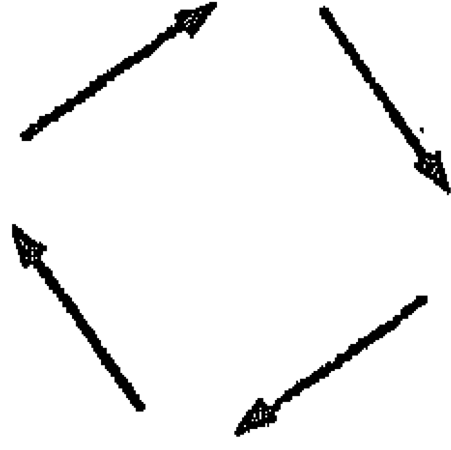
$$\tau_{E2} \sim \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \tau_{E1} \qquad (\text{٥١ ب})$$

حيث τ_{E1} تدل على متوسط العمر فى انتقالات ثنائى القطب الكهربى و τ_{E2} تعبر عن متوسط العمر فى انتقالات رباعى القطب الكهربى .

وقد قدرنا أن $(a\omega/c)$ تكون من رتبة α فى الذرة وأن النسبة لأزمنة العمر تتراوح من 10^{-4} إلى 10^{-6} .

وتطبق على الأنوية اعتبارات مماثلة ، وفى هذه الحالة تكون a الطول المميز للأنوية ، و ω هى التردد المنبعث . وأيضاً فى هذه الحالة تكون $(a\omega/c)$ صغيرة ، ولنقل من رتبة 10^{-3} أو أقل .

٥٢ – شكل ٥٢ أ يوضح مثالا لمصدر يتلاشى فيه عزم ثنائى القطب الكهربى ، ولكن بعزم ثنائى قطب مغناطيسى غير متلاشى . وتمثل الأسهم الصغيرة مرة أخرى ثنائيات الأقطاب الكهربية (المتذبذبة) ، ويمكننا أن نتصور أن مثل هذا الثنائى يتكون من شحنة متذبذبة إلى الخلف وإلى الأمام على طول الاتجاه للسهم . هذا يناظر تياراً متردداً على طول أضلاع المربع ، ويتناسب عزم ثنائى القطب المغناطيسى للنظام مع حاصل ضرب شدة التيار ومساحة المربع .



شكل ٥٢ أ ترتيب ثنائيات أقطاب كهربية متذبذبة مع تلاشى عزم ثنائى القطب الكهربى ، وعزم رباعى القطب الكهربى . وتمثل الأسهم الأربعة أربعة ثنائيات أقطاب كهربية متساوية المقدار ومتذبذبة بنفس التردد .

ومن الواضح أن أحجية مماثلة تماماً لتلك التى قدمت فى بندى ٥٠ و ٥١ يمكن تطبيقها أيضاً هنا ، ويمكن أن تستخلص أن

$$\tau_{M1} \sim \left(\frac{a\omega}{c}\right)^{-2} \tau_{E1} \qquad (٥٢ أ)$$

حيث τ_{M1} تدل على متوسط العمر فى انتقالات ثنائى القطب المغناطيسى .

٥٣ – أن تصنيف الإشعاع المنبعث إلى أصناف مثل ، ثنائى قطب كهربى ، ثنائى قطب مغناطيسى ، رباعى قطب كهربى ، رباعى قطب مغناطيسى ، الخ . ، هو تصنيف مبنى على خواص التماثل للإشعاع المنبعث . كل طراز من الإشعاع يكون متميزاً بنوع فريد من توزيع الشدة كدالة فى الاتجاه ، وبنمط استقطاب فريد . وبالطبع يكون نمط التماثل للإشعاع المنبعث معرفاً تعريفاً أحادياً بواسطة خواص التماثل للمصدر ، ويمكننا أيضاً تصنيف أنماط الإشعاع تبعاً لخواص المصدر . فثنائى القطب الكهربى يبعث إشعاع ثنائى قطب كهربى ، (باختصار $E1$) ، وثنائى القطب المغناطيسى يبعث إشعاع ثنائى قطب مغناطيسى (باختصار $M1$) ، ويبعث رباعى القطب الكهربى إشعاع رباعى القطب الكهربى ، « (باختصار $E2$) ، الخ . وغالباً ما نجد فى تخطيطات الحدود التى تبين الانتقالات الكهرمغناطيسية فى الأنوية رموزاً مثل $E1$ و $M3$ و $E4$ ، الخ ، تشير إلى طبيعة ، الإشعاع المنبعث .

ويمكن فى الحال تعميم مناقشتنا لإشعاع رباعى القطب الكهربى وثنائى القطب المغناطيسى لدراسة متعددة الأقطاب الأعلى . ولإنتاج ثمانية أقطاب كهربائية نضع إثنين من رباعى القطب الكهربى مجاورين لبعضهما البعض ، ولكن فى اتجاهات متعاكسة ، بحيث تتلاشى محصلة عزم رباعى القطب . ومن السهل أن نفهم أن

معدل الإشعاع المنبعث من رباعي قطب واحد بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$. وكل مرة نعلو فيها درجة واحدة في تدرج متعدد الأقطاب الكهربي ينقص المعدل المميز بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$ ، حيث a هي البعد الخطي النمطي للنظام . وبالمثل بالنسبة لمتعدد الأقطاب المغناطيسي .

وعلى هذا يمكننا أن نفهم أهمية انتقالات ثنائي القطب الكهربي في الذرات . فإذا أمكن لإحدى الحالات المثارة أن تضمحل بطرق مختلفة متعددة ، إحداها هو إشعاع $E1$ ، فإنها عندئذ تضمحل خلال إشعاع $E1$ باحتمال كبير جداً . وقد توجد كذلك أنماط الإشعاع الأخرى ، ولكن شدة خطوط الطيف التي لاتناظر إشعاع $E1$ تكون أصغر كثيراً من تلك التي تناظر خطوط $E1$.

٥٤ – عندما ناقشنا قواعد الانتقاء لانتقالات ثنائي القطب الكهربي في بنود ٢٩ – ٣١ قلنا أن هذه القواعد مشتقة من مبدأ بقاء كمية الحركة الزاوية . وكذلك ذكرنا أن أساس المبدأ الأخير هو تماثل الخواص الاتجاهية للحيز الفيزيائي . ويمكننا على ذلك أن نصف قواعد الانتقاء بأسلوب يبدو مختلفاً : **تشتق قواعد الانتقاء من تماثل الخواص الإتجاهية للحيز الفيزيائي** . دعنا نوضح هذه الفكرة قليلا .

لقد قلنا أن العدد الكلي لكمية الحركة الزاوية j هو مقياس لكمية الحركة الزاوية للحالة في نظام ما ، ولتكن ذرة . وفي حدود خطة عمل ميكانيكا الكم يكون للعدد j تفسير بديل : **j تصف نمط التماثل الدوراني للحالة** .

ويمكننا القول بأن j تصف مظهر الذرة عندما تنظر إليها من كل الاتجاهات الممكنة . على سبيل المثال ، إذا كانت الذرة في حالة ما بحيث أن $j = 0$ ، فإن الذرة يكون لها نفس المظهر من جميع الاتجاهات : $j = 0$ تعني أن الحالة كروية التماثل . إذا كانت $j = 1$ ، فإن الحالة يكون لها نفس خواص التماثل كمتجه . والمجال الكهربي المنبعث في انتقال ثنائي القطب الكهربي هو مثال لمثل هذه الحالة **للفوتون** : نمط المجال الكلي في الفراغ يجب أن يكون له نفس خواص التماثل الدورانية للمصدر ، والمصدر هو متجه ثنائي القطب الكهربي . ولقد قلنا أن فوتون ثنائي القطب الكهربي يحمل وحدة واحدة من كمية الحركة الزاوية ، وهذا مثال على الارتباط العام بين أنماط التماثل وكمية الحركة الزاوية . ونمط الإشعاع من رباعي القطب الكهربي يكون متميزاً بتماثل دوران العدد الكلي $j = 2$ ، وبالتناظر فإن فوتون رباعي القطب الكهربي يحمل اثنتين من وحدات كمية الحركة الزاوية . وعلى هذا تكون قواعد الانتقاء لانتقالات رباعي القطب الكهربي مختلفة عن قواعد الانتقاء لانتقالات ثنائي القطب الكهربي : ففي انتقال رباعي القطب يمكن أن تتغير كمية الحركة الزاوية بمقدار يبلغ اثنتين من الوحدات .

٥٥ – باعتبار ماسبق ، فإن كل قواعد الانتقاء التي تحكم الانتقالات الكهرمغناطيسية يمكن اشتقاقها من مبدأ أن خواص التماثل الدورانية للنظام تكون محافظة . لكي نوضح هذه الفكرة العميقة سوف نبرهن قاعدة انتقاء خاصة واحدة ، بالتحديد الانتقال $(j_i = 0)$ إلى $(j_f = 0)$ يكون ممتنعاً لكل الانتقالات الكهرمغناطيسية (أحادية – الفوتون) . وبنص مختلف نقول أن ذرة في حالة مثارة ذات تماثل كروي (أي $j_i = 0$) لايمكن أن تضمحل ، خلال انبعاث فوتون ، إلى حالة أخرى تكون أيضاً كروية التماثل ، (أي $j_f = 0$) .

ونحن نجادل على النحو التالى : قبل الانبعاث تكون الذرة فى حالة تماثل كروى ، أى لها نفس المظهر من كل الاتجاهات . بعد الانبعاث فإن النظام الذى يتكون الآن من الذرة فى حالتها النهائية بالإضافة إلى الموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة يجب أن يكون أيضاً فى حالة تماثل كروى . فى الأصل لم يكن هناك اتجاه مفضل فى الفضاء ، وإذا كان الفضاء الفيزيائى متماثل الخواص الاتجاهية فكذلك لن يكون هناك اتجاه مفضل بعد الانبعاث . هذا هو مانعنيه ببقاء خواص التماثل الدورانى اعتبر الآن الحالة بعد الانبعاث . فإذا كانت الحالة النهائية للذرة ذات تماثل كروى ، مناظرة $j_f = 0$ ، فإننا نستخلص أن الموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة يجب أيضاً أن تكون ذات تماثل كروى : ولا يمكن أن يكون لها اعتماد على الزاوية . مثل هذه الموجة الكهرمغناطيسية ليس لها وجود ، وبالتالى فإن الانتقال لا يمكن أن يحدث بتاتاً . ومن الواضح أنه لايمكن أن توجد موجة ثنائى قطب كهربى (أو مغناطيسى) ذات تماثل كروى ، لأن ثنائى القطب الكهربى (أو ثنائى القطب المغناطيسى) له اتجاه . وكذلك لايمكن أن يوجد أية موجة متعددة القطب كروية التماثل ، لأنه عند لحظة معينة من الزمن وعند موضع معين فى الفراغ ، يحدد المجال الكهربى اتجاهاً عمودياً على نصف القطر المتجه . المتجه الكهربى عند تلك النقطة وعند تلك اللحظة الزمنية لا يمكن على هذا أن يبقى غير متغير عند دوران تشكيل المجال حول نصف القطر المتجه ، وعلى هذا فإن نمط المجال لايمكن أن يكون ذا تماثل كروى .

٥٦ — الانتقال الممتنع بواسطة قاعدة انتقاء ثنائى القطب ممكن أن يكون مسموحاً به لرباعى القطب ، أو لانتقالات متعدد القطب الأعلى . فإذا اختبرنا تخطيطات الحدود للذرات الموضحة فى هذا الفصل ، لرأينا أن كل الحالات المثارة تقريباً يمكن أن تضمحل لحالات أدنى بانتقالات ثنائى القطب الكهربى . وهيكل المستويات للأنوية يكون فى الغالب مختلفاً تماماً ، ويمكن أن نجد حالة فوق الحالة الأرضية مباشرة تختلف فى قيمة j بعدة وحدات عن الحالة الأرضية . مثل هذه الحالة المثارة لايمكن أن تضمحل بواسطة انبعاث ثنائى القطب ، وبناء على ذلك تعمر لمدة أطول . فإذا كان الفرق فى قيم j كبيراً جداً ، وفرق الطاقة صغيراً ، فإن زمن العمر قد يكون فى حدود دقائق حيث أن الفوتون المنبعث يكون ذا رتبة عالية متعدد القطب . مثل هذه الحالات يطلق عليها حالات متشابهة التركيب (أيسو مرية) .

مراجع لدراسة اضافية

١) مستويات الطاقة للذرات ، الجزيئات والأنوية نوقشت ، بالطبع ، فى كتب كثيرة جداً لهذه الموضوعات ، من بينها نذكر المجموعة الأولية التالية :

أ) G. Herzberg : *Atomic Spectra and Atomic Structure* (Dover Publications, New York, 1944).

ب) H. White : *Introduction to Atomic Spectra* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1934).

جـ) G. Herzberg : *Molecular Spectra and Molecular Structure* : I, *Spectra of Diatomic Molecules* (D. van Nostrand Co., New York, 1953).

د) D. Halliday; *Introductory Nuclear Physics,* (John Wiley and Sons Inc., 1950).

هـ) E. Segrè : *Nuclei and Particles* (W. A. Benjamin, New York, 1964).



أوجين بول فيجنر (Eugene Paul Wigner) ولد عام ١٩٠٢ فى بودابست بالمجر ، ودرس فى برلين وحصل على لقب الدكتوراه فى الهندسة الكيميائية من مدرسة التكنولوجيا فى عام ١٩٢٥ . بعد أن أمضى بعض الوقت فى برلين وفى جوتنجن ، أتى فيجنر إلى الولايات المتحدة فى عام ١٩٣٠ . وهو الآن أستاذ الفيزياء فى جامعة برينستون . وقد منح فيجنر جائزة نوبل فى عام ١٩٦٣ .

ويغطى شغل فيجنر فى الفيزياء النظرية مدى واسعاً ملحوظاً . وقد قام بكثير من الإسهامات الهامة فى مجالات مختلفة مثل الفيزياء الذرية ، الكيمياء النظرية ، فيزياء الحالة الصلبة ، الفيزياء النووية ، نظرية المفاعلات النووية ، نظرية النسبية والجسيمات الأولية . وفى رأى المؤلف أن أبرز إسهام له هو التحليل العميق المذهل والثاقب لدور خواص التماثل فى ميكانيكا الكم . أفكاره فى هذا الموضوع قدمت فى سلسلة من الأبحاث (وكتاب واحد) ممتدة فى الزمن من عام ١٩٣١ إلى وقتنا هذا .

(صورة بالإذن من *Reviews of Modern Physics*)

٢) ا) تخطيطات الحدود لكثير من الذرات ممكن أن توجد فى كتاب :

Grotrian : *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit Ein, Zwei und Drei Valenzelektronen*, vol. II (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928).

ب) بالنسبة لرسوم مستويات الطاقة لأنوية مختارة انظر :

F. Ajzenberg and T. Lauritsen : «Energy levels of light nuclei», *Rev. Mod. Phys.* 27, 77 (1955).

٣) بالنسبة لجداول أكثر قصراً للأطياف ومستويات الطاقة نحن نشير إلى :

a) *Handbook of Chemistry and Physics* (Chemical Rubber Publishing Co.).

b) *American Institute of Physics Handbook* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1957)

٤ – يوجد عدد من الموضوعات فى *the Scientific American* التى يمكن للقارىء أن يطالعها والتى قد نقيده عند هذا الحد :

ا) A. L. Bloom : «Optical Pumping», October 1960, p. 72.

ب) H. Lyons : «Atomic Clocks», February 1957, p. 71.

جـ) G. E. Pake : «Magnetic Resonance», August 1958, p. 58.

د) J. P. Gordon : «The Maser», December 1958, p. 42.

هـ) A. L. Schawlow : «Advances in Optical Masers», July 1963, p. 34.

و) S. de Benedetti : «The Mossbauer Effect», April 1960, p. 72.

مسائل

١ – لقد لوحظت الخطوط الطيفية التالية (مبكراً فى هذا القرن) لذرة معينة :

$$\bar{\nu}_1 = 82258.27 \quad \bar{\nu}_5 = 15232.97 \quad \bar{\nu}_8 = 5331.52$$
$$\bar{\nu}_2 = 97491.28 \quad \bar{\nu}_6 = 20564.57 \quad \bar{\nu}_9 = 7799.30$$
$$\bar{\nu}_3 = 102822.84 \quad \bar{\nu}_7 = 23032.31 \quad \bar{\nu}_{10} = 2469.$$
$$\bar{\nu}_4 = 105290.58$$

حيث الأعداد المدرجة هى الأعداد الموجية ، فى وحدات cm^{-1} .

أ) أوجد على قدر ماتستطيع الحالات التى توضح مبدأ رتز (Ritz) للضم أى الحالات التى يمكن التعبير فيها عن العدد الموجى بدلالة الفرق بين عددين موجيين آخرين .

ب) بين أن كل الخطوط يمكن اعتبارها كتجميع لخمسة حدود . أوجد هذه الخطوط (فى حدود ثابت إضافى اختيارى عام) و ارسم تخطيط الحدود مبيناً الحدود والانتقالات التى تناظر الخطوط المذكورة عاليه .

ﺣ) هل يمكنك أن تجد صيغة بسيطة للحدود ؟ هل يقع تخطيط الحدود هذا فى أى مكان من هذا الكتاب ؟

(بعد أن تنتهى من تحليلك ربما ترغب فى أن تلقى نظرة على جدول الأطوال الموجية لكى تتحقق من هوية الذرة) .

٢ — فى دراسة الرنين المفلور تضاء محتويات وعاء الكوارتز C بضوء فوق بنفسجى طوله الموجى 2537 Å منبعث من مصباح الزئبق (فى داخل المصباح يجرى تفريغ كهربى خلال بخار الزئبق الموجود داخل وعاء من الكوارتز) .

ويمكن ملاحظة الحقائق التالية :

أ) إذا كان الوعاء C يحتوى على بخار الزئبق ، ولا يحتوى شيئاً آخر ، فإن الغاز سوف يشتت الضوء الساقط بشدة كبيرة وتصبح ذرات الغاز فى حالة رنين . ويكون للإشعاع المشتت أيضاً الطول الموجى 2537 Å

ب) إذا كان الوعاء C يحتوى على بخار الثاليوم ، ولا شيء آخر ، فإن C سيكون شفافاً بالنسبة للاشعاع الساقط وسيكون تشتت الضوء الساقط صغيراً جداً .

ﺣ) إذا احتوى الوعاء C بخار كل من الثاليوم والزئبق ، فإن C سوف يبعث خط الزئبق 2537 Å وسوف يبعث كذلك عدداً من الخطوط المميزة للثاليوم عند الأطوال الموجية 2768 Å ، 3230 Å ، 3529Å ، 3776 Å و 5350 Å . إذا وضع لوح زجاجى بين C والمصباح فلن ينبعث أى من الخطوط السابقة .

د) لقد وجد بناء على الظروف الموضحة فى (ﺣ) أن خط الثاليوم 3776 Å أكثر اتساعاً من خط الثاليوم 2768 Å ، والخط المذكور أولا يكون فى الحقيقة أكثر اتساعاً عما يمكن تفسيره على أساس اتساع دوبلر المناظر لدرجة الحرارة فى الوعاء C ، وهو أيضاً أكثر اتساعاً عما يكون عليه نفس الخط إذا كان منبعثاً من أنبوبة تفريغ مملوءة ببخار الثاليوم .

حاول أن تفسر كل هذه الظواهر ، كبادرة يمكن الرجوع إلى تخطيط الحدود للثاليوم شكل ٣٤ أ من هذا الفصل . ومن المثير أن نلاحظ أن خطوطاً قليلة فقط للثاليوم قد شوهدت بالتجربة . على سبيل المثال ، نلاحظ غياب الخطوط 2826 Å و 5584 Å .

٣ — زمن العمر للحالة -$3p_{1/2}$ فى الصوديوم (أنظر شكل ٣٢ أ فى هذا الفصل) تكون حوالى 10^{-8} sec . بفرض أن لدينا وعاء مملوءاً بغاز من الآرجون عند ضغط 10 mm Hg ، وعند درجة حرارة حوالى 200°C .

وداخل الوعاء يوجد مقدار صغير من الصوديوم الذى يمكن تسخينه بحيث يحتوى الوعاء على كمية صغيرة من بخار الصوديوم . ونلاحظ الامتصاص 5896 A فى ضوء من فتيلة التانجستن المار خلال الوعاء . (بتسخين فتيلة التانجستن ينبعث إشعاع بتوزيع طيفى متصل) .

قــدر

أ) العرض الطبيعى للخط

ب) مقدار اتساع دوبلر للخط

حـ) مقدار اتساع الخط الناتج عن التصادم

عبر عن نتائجك بدلالة الأعداد الموجية (أيضاً عبر عن تردد الخط محل البحث بدلالة الأعداد الموجية cm^{-1})
قارن هذه العروض بانفصال التركيب الدقيق لخطوط الصوديوم (الصفراء) D_1 و D_2 .

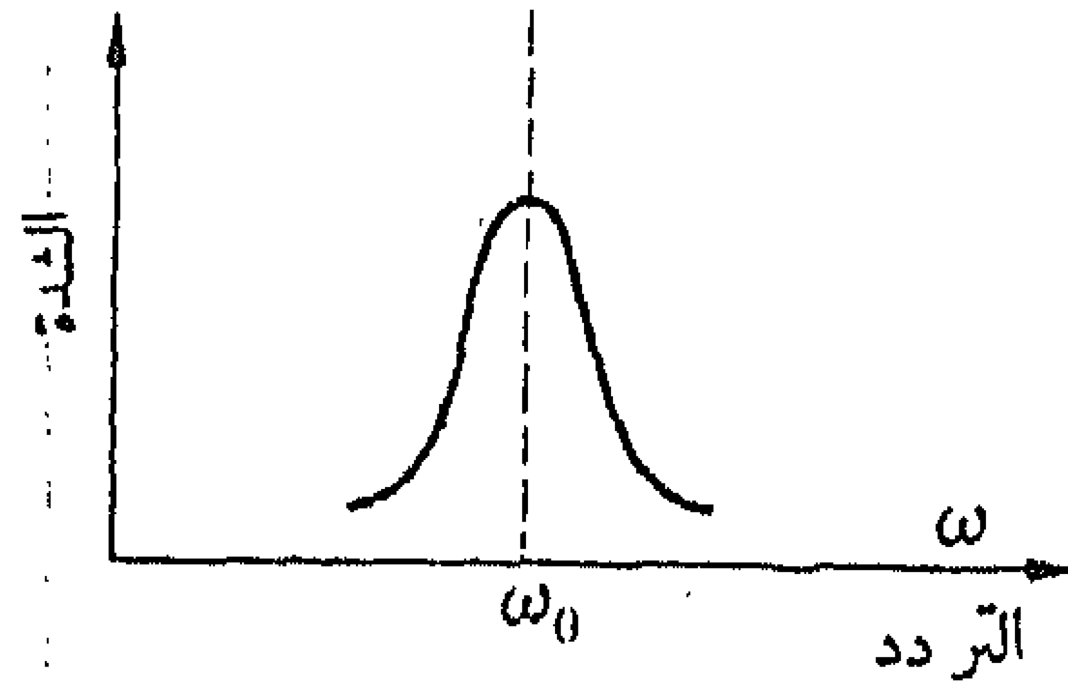
د) فى تخطيط الحدود شكل ٣٢ أ نلاحظ خطاً طوله الموجى 5688.22 Å . هل يمكن أن نرى هذا الخط فى تجربة الامتصاص المذكورة آنفاً ؟

غاز الآرجون فى الوعاء ليس له تأثير آخر فى العملية خلاف ماينشىء من ضغط ودرجة حرارة متوسطة فى الإناء . إلا أن وجوده يجب أن يؤخذ فى الحساب عندما نرغب فى اعتبار تأثير التصادمات على خط الامتصاص وحيث أن عدد ذرات الصوديوم فى الوعاء قليلة للغــاية مقارنة بعدد ذرات الآرجون وعلى هذا تتصادم ذرات الصوديوم أساساً مع ذرات الآرجون .

٤ – دعنا نعتبر شكل خطوط الطيف المنبعث من الذرة . ولنفترض أن الذرات موجودة على صورة غاز فى مصدر ضوئى . نحن نقيس الشدة ضد التردد باستخدام مرسمة طيف ذات قدرة تفريق عالية جداً . لبعض مصادر الضوء يمكن أن يكون للخط المظهر المبين فى الشكل العلوى الموضح فى الصفحة التالية ، فى حين يكون لمصدر ضوئى ذى تركيب آخر نفس خط الطيف ولكنه يبدو كما فى الشكل السفلى الموضح فى الصفحة التالية بالإضافة إلى ذلك قد نلاحظ أنه كقاعدة فقط أن الخطوط الناشئة فى الانتقال إلى الحالة الأرضية يكون مظهرها كما فى الشكل السفلى . هل يمكنك أن تفسر هذه الظواهر ، وهل يمكنك تفسير المميزات الفيزيائية لمصادر الضوء التى نتوقع أن يكون الخط فيها من النوع الموضح فى الشكل العلوى .

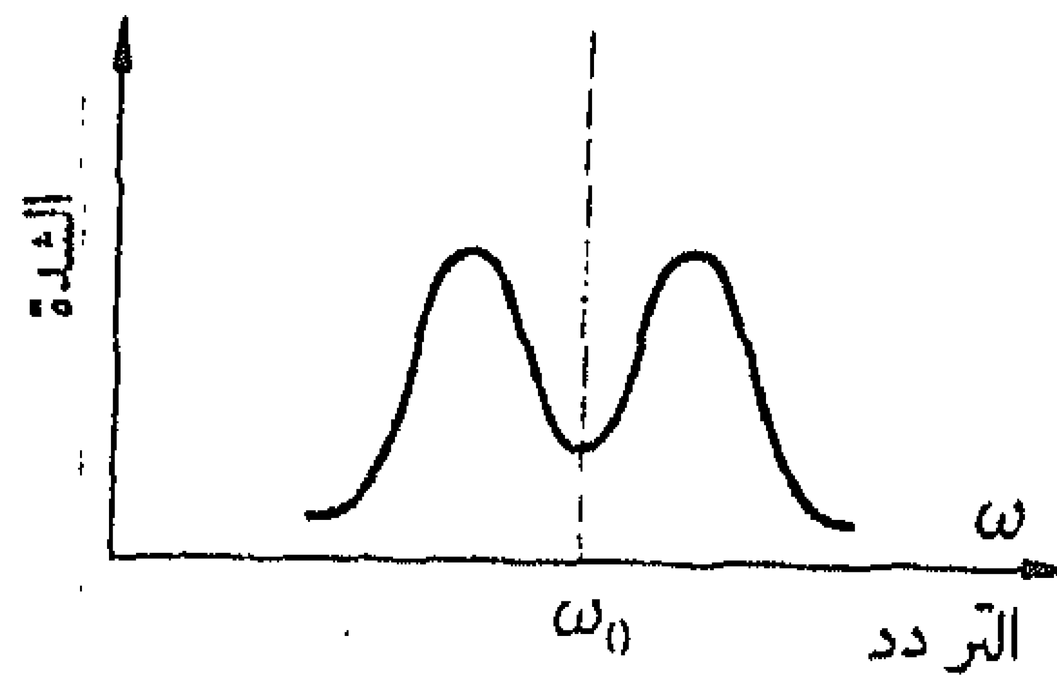
٥ – تحت نفس الشروط التجريبية الموصوفة فى المسألة ٣ ، قدر بناء على الصيغة (٧ أ) فى هذا الفصل ، الكسر من ذرات الصوديوم التى يمكن أن تكون فى الحالة المثارة الأولى عند أى زمن معين (بفرض أن $T = 200^\circ C$) .

٦ – (أ) من النتائج التجريبية الموجودة فى شكل ٣٧ أ ، احسب الثابت C فى المعادلة (٣٧ ب)
(ب) فى دراسة انبعاث شعاع X وجد أنه فى مقابل أن تظهر الخطوط المميزة (ذات التردد ω) ، فإن الطاقة E لألكترونات القذف يجب أن تكون أعلى من $\hbar\omega$ بدرجة كبيرة إلى حد ما لخطوط $K\alpha$ التى يشير إليها شكل ٣٧ أ ، يكون شرط ظهور الخطوط هو تقريباً $E > \frac{4}{3}\hbar\omega$
لماذا لايظهر الخط بمجرد أن تكون $E > \hbar\omega$ ؟



الشكلان يخصان المسألة ٤ . الشكل العلوى يبين الشكل العام لخط الطيف (بقدرة تفريق كبيرة للغاية) من غاز أنبوبة التفريغ .

تحت شروط معينة نفس خط الطيف من غاز أنبوبة تفريغ مشابهة يمكن أن يكون له الشكل المبين بأسفل



٧ – بالرغم من أن المؤلف لاتقع عليه أية مسئولية من جراء الصور الذهنيةالمضرة التى قد تتكون فى حالة دراسة القارىء للنموذج الفلكى للذرة ، فهو لايرغب فى التمادى بأن يمنع القارىء تماماً من اعتبار هذا النموذج لقد افترض بوهر أن الألكترون يتحرك فى مدار دائرى فى ذرة الهيدروجين ، وبطريقة ما بحيث أن كمية الحركة الزاوية للألكترون تكون مضاعفاً صحيحاً موجباً لـ $\hbar$. وإنها لصدفة غريبة أن هذا النموذج يحدد الموضع الصحيح لكل مستويات الطاقة إلى درجة عالية جداً من الدقة . بما أن لهذا النموذج أهمية تاريخية بالغة فقد يرغب القارىء أن يتتبع خطوات بوهر ويؤسس تخطيط الحدود ، ويتعرف على الخطوط المبينة فى شكل (أ ب) . (الأطوال الموجية البادية على لوح التصوير هى : 4861.3 Å ، 4340.5 Å ، 4101.7 Å ، 3970.1 Å ، 3835.4 Å و 3889.1 Å

٨ – النواة المشعة $_{84}Po^{212}$ (المسماة سابقاً ThC′) تبعث جسيمات ألفا بطاقات عديدة مختلفة. فى هذه الحالة لا يكون التفسير كما هو مبين فى شكل ٤٠ أ من هذا الفصل . أوجد التفسير الذى يمكن أن يكون . ارسم تخطيط الحدود لتوضح أفكارك ومعرفتك المكتسبة . علم بطريقة صحيحة الحالات المناظرة للأنوية المختلفة المتضمنة

٩ – شكل ٣٨ أ عبارة عن نسخة مبسطة للشكل الذى ظهر فى مثال بواسطة
F. Ajzenberg and T. Lauritsen, *Reviews of Modern Physics* 27 (1955), p. 107, Fig. 15.

إدرس الشكل الأصلى . لاحظ أنه فوق الخط المصنف $Li^7 + \alpha$ ، يوجد منحنى له عدد من النهايات العظمى . هذه النهايات تتطابق مع بعض مستويات النواة B^{11} . هذا المنحنى يبين النتائج لبعض القياسات الفعلية . إشرح بالتفصيل أهمية هذا المنحنى ، وناقش القياسات التى بنى على أساسها .

على اليمين فى الشكل الأصلى ، نلاحظ بالإضافة إلى ذلك خطاً أفقياً معلماً بالرمز $B^{11} + p - p'$ ، وفوق هذا يوجد خط أفقى قصير معلم بـ 15.6 . هذا الخط الأخير متصل ببعض مستويات B^{11} بواسطة خطوط بروؤس أسهم . هذه السمة للرسم البيانى تشير أيضاً لبعض القياسات . ناقش هذه القياسات وإشرح ما الذى تمثله الأسهم .

١٠ – افترض التجربة التى فيها تتحرك حزمة من الذرات موازية لشاشة بها فتحة ضيقة . الفتحة تكون عمودية على اتجاه الحزمة . للسهولة نفترض أن كل الذرات فى الحزمة لها نفس السرعة v . وبعض الذرات قد جلبت إلى الحالة المثارة عند نقطة ماقبل أن تطير خلال الفتحة . ولتكن x هى المسافة بين الفتحة والنقطة التى أثيرت عندها الذرات . والذرات يمكن أن تضمحل من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية من خلال انبعاث فوتون ، ذى تردد ω ، وليكن τ هومتوسط العمر للحالة المثارة . ونحن ندرس الضوء المنطلق خلال الفتحة

(أ) كيف تتوقف شدة الضوء المار خلال الفتحة على المسافة x ؟ علل لإجابتك .

(ب) إفرض أننا تركنا الضوء المار من الفتحة يسقط على خلية ضوئية ، وافرض أننا نعين جهد الإعاقة الذى عنده تكف الخلية الضوئية عن التسجيل . أذكر ، وعلل ، توقعاتك لكيفية توقف جهد الإعاقة هذا على المسافة x . لايهم ما إذا كنت ستأتى بالإجابة الصحيحة أم لا : الشىء الهام هو أن تفكر فى المشكلة وأن تصيغ تنبؤاً محددا مبنياً على معلوماتك الراهنة .

١١ – *من المشوق أن ندرس التوزيع الزاوى (فى الشدة) لإشعاع رباعى القطب الكهربى المنبعث من المصدر المبين فى شكل ٥٠ أو أن نقارن هذا التوزيع الزاوى مع ذلك الذى نشاهده من ثنائى قطب كهربى وحيد . الشدة تتناسب مع مربع المجال الكهربى . اثبت أن الشدة المنبعثة كدالة فى اتجاه المشاهدة تعطى بالعلاقة

$$I_{E1}(\theta) = A \sin^2(\theta)$$

فى حالة ثنائى القطب الكهربى ، وبالعلاقة

$$I_{E2}(\theta) = B \sin^2(2\theta)$$

فى حالة رباعى القطب الكهربى المبين فى شكل ٥٠ أ . هنا A و B ثوابت . الشدة تكون غير متوقفة على الزاوية السمتية . هذا المثال يبين كيف يمكن تمييز الأنواع المختلفة لإشعاع متعدد القطب عن بعضها البعض بواسطة أنماطها المميزة للشدة .

(*) هذه المسألة ذات علاقة بالموضوع المتقدم . بند ٥٠

الفصل الرابع

الفوتونات

الفصل الرابع

الفوتونـــات

الفوتون كجسيم

١ – فى هذا الفصل والفصل التالى سوف نستكشف كلا من الملامح الجسيمية والموجية لوحدات أساسية مثل الفوتون ، الإلكترون ، البروتون والجسيمات الأولية الأخرى التى توجد فى الطبيعة . وسوف نأخذ بعين الاعتبار بعض الحقائق التجريبية ونحاول الحصول منها على صورة مبدئية متماسكة لمشاهداتنا . فى حالات كثيرة ، تقترح حصيلة تجربة معينة إجراء تجربة أخرى جديدة : عندما يكون الأمر كذلك ، سوف نحاول أن نقدم تنبؤاً وعند ذلك ندرس ما قد تم بالفعل مشاهدته ، أما تناولنا للموضوع فهو لا يعدو نوعاً من التجريب للأفكار . ومن ثم يجب أن نكون حذرين بألا نلتزم بشكل مؤكد بعد بأى نموذج معين : دعنا نرى كيف تمضى المناقشة .

٢ – قد يكون من الملائم أن نبدأ بدراسة الفوتونات . والفوتونات هى « الكمات » للمجال الكهرمغناطيسى فنحن نعرف أن الإشعاع أحادى اللون تقريباً ذا التردد ω يأتى فى حزم يحمل كل منها طاقة مقدارها $E = \hbar\omega$ وأكثر دليل مباشر على هذا يأتى من دراسة التأثير الكهرضوئى ، إلا أن هناك ، كما سنرى ، مشاهدات أخرى تقودنا إلى نفس النتيجة . وباعتبارها مجتمعة ، فإن هذه المشاهدات تعنى ضمنياً بأن العلاقة $E = \hbar\omega$ يجب أن تكون صحيحة على مدى واسع جداً من الترددات . وسوف نقدم الآن استنباطاً (جزيئاً) وهو أن هذه العلاقة التى تربط بين طاقة الحزمة والتردد هى علاقة عامة تماماً . وصحيحة لكل الفوتونات .

٣ – سنسأل السؤال التالى : افرض أن لدينا حزمة من الإشعاع الكهرمغناطيسى ذات تردد ω تتحرك فى اتجاه ما بسرعة الضوء c . هل تحمل هذه الحزمة كمية حركة أيضاً . وإذا كانت ، فما هو مقدارها ؟ إذا كان للحزمة ، التى نسميها فوتون ، بعض خواص الجسيمات ، فإننا نتوقع بأنها تحمل بالفعل كمية حركة ، وقد نفكر فى التجارب التى نستطيع أن نقيس فيها كمية الحركة بطريقة مباشرة .

فى الجـــزء الثالث* من هذه السلسلة ، تعلمنا أن الطاقة وكمية الحركة لموجة كهرمغناطيسية أحادية اللون متحركة فى اتجاه محدد يرتبطان بالعلاقة $p = E / c$ وبحيث تكون كمية الحركة فى اتجاه انتشار الموجة . هذا هو ما تتنبأ به النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ، ومن المعقول أن نتوقع صلاحية نفس العلاقة للكمات الكهرمغناطيسية .

---

* Berkeley Physics Course, Vol. III, *Waves*, Chap. 7.

٤ – قد يكون من المفيد أن نشتق العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة من وجهة نظر مختلفة . وعلى هذا دعنا نتظاهر بأننا لا نعرف بعد أن $p = E/c$ ، ولكننا نعتقد بصحة العلاقة $E = \hbar\omega$ على وجه العموم . هذا يعنى ، بوجه خاص ، أن هذه العلاقة صحيحة فى كل إطار قصورى . ومبدأ النسبية الخاصة يعنى ضمنياً أننا إذا استطعنا أن نجد العلاقات العامة بين الطاقة ، كمية الحركة ، التردد واتجاه الانتشار ، التى تنطبق على كل الفوتونات فى إطار قصورى واحد ، فإن هذه العلاقات نفسها يجب أن تكون صحيحة فى كل إطار قصورى . ومتطلبات عدم التغير النسبية على هذا تدخل قيداً يحدد العلاقات الممكنة بين الكميات الفيزيائية المذكورة ، والفكرة من وراء هذه المناقشة هى أن نستخدم هذا القيد لكى نجد تعبيراً عن كمية الحركة **p** للفوتون .

دع الفوتون يتحرك ، فى أحد الإطارات القصورية ، فى الاتجاه الموجب لمحور x سوف تعتبر الفوتون كجسيم طاقته $E = \hbar\omega$ ، وكمية حركته **p** مجهولة . ولأسباب التماثل يجب أن يكون **p** فى نفس اتجاه محور x . افترض الآن نفس الحالة عند مشاهدتها فى إطار قصور ذاتى آخر « إطار بشرطة » يتحرك بسرعة منتظمة v فى الاتجاه الموجب لمحور x بالنسبة « للإطار بدون شرطة » . عندئذ يرى المشاهد فى الإطار ذى الشرطة فوتوناً تردده ω' ، يحمل طاقة مقدارها $E' = \hbar\omega'$ وكمية حركة $\mathbf{p}'$. بما أن $c > v$ فإن الفوتون فى الإطار ذى الشرطة سوف يتحرك فى الاتجاه الموجب لمحور x' . بالإضافة إلى ذلك فسنستنتج (بناء على التماثل) أن كميات الحركة فى كلا الإطارين يجب أن تتجه على طول اتجاه حركة الفوتون . ويمكننا على هذا أن نحذف رمز الاتجاه لكميات الحركة ، ونكتب ببساطة p و p' للمركبات x ، x' ، وتكون قيم المركبات الأخرى مساوية للصفر .

٥ – دعنا نسترجع نتيجتين لتحويلات لورنتز (Lorentz) من الجزء الأول فى السلسلة* . أول هذه النتائج هى الصيغة الخاصة بإزاحة دوبلر الطولية ، والتى تربط بين الترددات تبعاً للعلاقة

$$\omega' = \omega \sqrt{\frac{c - v}{c + v}} \qquad (٥ أ)$$

والنتيجة الثانية هى قانون التحويل النسبى للطاقة ولكمية الحركة لجسيم . بناء على هذا القانون تكون الطاقة E' معطية بالعلاقة

$$E' = \frac{E - vp}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \qquad (٥ ب)$$

وإذا استخدمنا الآن الفرض

$$E = \hbar\omega, \qquad E' = \hbar\omega' \qquad (٥ جـ)$$

---

* Berkeley Physics Course, Vol. I, *Mechanics* . الصيغة الخاصة بالإزاحة الطولية لدوبلر قد اشتقت فى الفصل الثانى وقانون التحويل للطاقة ولكمية الحركة ثم اشتقاقه فى الفصل الثانى عشر .

لكي نحذف E و E' من (٥ ب) ، وبعد ذلك نحذف ω' من المعادلات الناتجة باستخدام (٥ أ) ، فإننا نحصل على

$$\hbar\omega \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} = \frac{\hbar\omega - vp}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$$

ويمكن حل هذه المعادلة فوراً لـ p ، لنحصل على

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} \qquad \text{(٥ د)}$$

أو

$$p = \frac{E}{c} \qquad \text{(٥ هـ)}$$

هذه العلاقات بالطبع صحيحة فى كل أطر القصور الذاتى ، لأنه ليس هناك شئ خاص حول « إطارنا بدون شرطة » وتكون على وجه الخصوص صحيحة فى إطارنا ذى الشرطة » وكما قلنا . أن العلاقة (٥ هـ) يمكن اشتقاقها من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . أما العلاقة (٥ د) فهى بالتأكيد ميكانيكية كمية : إنها تقول أن كم الضوء ذا التردد ω يحمل دائماً كمية الحركة $\hbar\omega/c$. هذه العلاقة ، بالطبع ، تستنتج مباشرة من (٥ هـ) و (٥ جـ) وعلى النقيض تنبع العلاقة (٥ جـ) من (٥ د) و (٥ هـ) .

٦ – كتلة السكون ، m_{ph} ، للفوتون تكون مساوية صفراً ، وفى الجزء الأول تم اشتقاق علاقة بين كتلة السكون والطاقة وكمية الحركة التى إذا ما طبقناها على هذه الحالة الخاصة فإنها تقرأ على النحو التالى :

$$(m_{\text{ph}}c^2)^2 = E^2 - (cp)^2 \qquad \text{(٦ أ)}$$

وباعتبار المعادلة (٥ هـ) ، يتلاشى الطرف الأيمن لهذه المعادلة ، وبناء على ذلك نحصل على $m_{\text{ph}} = 0$ للوهلة الأولى قد تبدو هذه النتيجة غير مألوفة إلى حد ما : إذا كان للفوتون بعض خواص الجسيم فن الأولى أن تكون له كتلة عندما نشاهده فى الإطار الذى يكون فيه ساكناً . إلا أنه لا يوجد إطار قصور ذاتى يكون فيه الفوتون ساكناً : فالإشعاع الكهرمغناطيسى ينتشر بالسرعة c فى كل إطارات القصور الذاتى . وعلى هذا يكون الفوتون الساكن مفهوماً لا معنى له .

وقد يجادل المرء بأن الشئ الذى لا يمكن أن يوجد أبداً فى حالة سكون يجب ألا نسميه « جسيماً » . لقد أصبحت على أى حال عادة مؤكدة أن نتكلم عن « جسيمات عديمة الكتلة ، ومنها الفوتون والنيوترينو كأمثلة ، وعلينا أن نجارى هذه العادة . فى النهاية تكون كيفية تعريفنا لكلمة « جسيم » مسألة تذوق خالصة . ومن المريح أن نعالج الفوتونات والنيوترينوات على قدم المساواة مع الأجسام ذات الكتل . ومن ناحية أخرى يجب أن ننوه بشدة على أن الفوتون ليس كرة بلياردو : فليس له غير بعض الخواص المشتركة مع كرة البلياردو .

٧ – دعنا بالتالى نفترض بعض التجارب الذهنية التى نحاول فيها أن نرى ما إذا كانت الصورة الجسيمية للفوتون تنسجم مع بعض النتائج التى يمكن الحصول عليها من النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية .

فبهذا الأسلوب يمكننا أن نعود أنفسنا كذلك على التآلف مع فكرة أن حزم الإشعاع الكهرمغناطيسى لها خواص الجسيم .

تلزم كلمة إيضاح هى فى صلب الموضوع . عندما نتحدث عن « خواص الجسيم » هنا فإننا نعنى تلك الخواص التى تفترض فى الجسيمات أن تمتلكها من خلال الفيزياء الكلاسيكية ، وفى الواقع أن الكلمة « جسيم » تستخدم بالطبع هذه الأيام كإسم شائع لأشياء مثل الفوتونات ، الإلكترونات، البروتونات ، النيوترونات ، آلخ . ويقول فصل ، تكون « خواص الجسيم »على هذا هى تلك الخواص التى تتشارك فيها هذه الأشياء . وعلى وجه الخصوص ، هى خاصية الجسيم الفيزيائى الحقيقى الذى يمكنه أن يسلك سلوك الموجة . عند هذه النقطة من مناقشتنا نكون بطريقة ما ، فى محاولة لإيجاد ماهية الخواص التى يمكن أن تكون للجسيمات الحقيقية ، وإحدى سماتهذه الدراسة هى أن نحاول أن نرى إلى أى مدى يمكن أن تسلك الجسيمات الحقيقية سلوك « الجسيمات الكلاسيكية » التخيلية .

٨ – افرض أن مصدراً ضوئياً ثابتاً يبعث فوتونات ترددها ω ، ودع هذا الضوء يسقط عمودياً على مرآه مثالية ، ساكنة فى إطار السكون لمصدر الضوء .

تتنبأ النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن الضوء المنعكس سوف يكون تردده ω أيضاً ، وأن فيض الطاقة قبالة المرآة هو نفس فيض الطاقة بعيداً عن المرآة .

بالإضافة إلى ذلك تتنبأ النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن الإشعاع الساقط يمارس ضغطاً على المرآة ، بالتحديد ضغط الإشعاع ، فإذا افترضنا أن شدة الإشعاع على المرآه تكون منتظمة ، فإن هذا الضغط يعطى بالعلاقة

$$P = W \qquad (\text{٨ أ})$$

حيث W هى كثافة الطاقة لمجال الإشعاع فى الجوار المباشر للسطح العاكس .

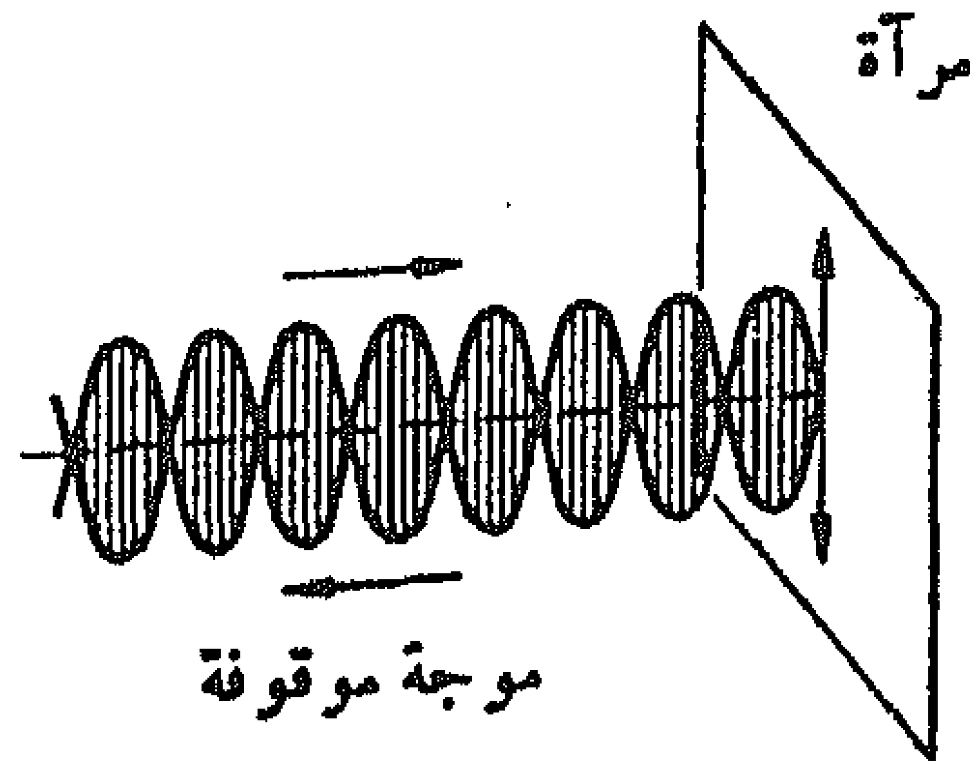
افرض الآن أن Φ هو فيض الإشعاع الساقط : أى أن Φ هى كية الطاقة المتدفقة قبالة المرآة فى وحدة الزمن خلال وحدة المساحات العمودية على اتجاه السقوط . بالمثل إذا تركنا Φ' لترمز إلى فيض الإشعاع المنعكس فإننا يجب أن نحصل على $\Phi = \Phi'$ فى وحدة الزمن يتحرك الإشعاع مسافة قدرها c ، وعندئذ يجب أن تعطى كثافة الطاقة W بالعلاقة

$$W = \frac{\Phi}{c} + \frac{\Phi'}{c} = \frac{2\Phi}{c} \qquad (\text{٨ ب})$$

حيث يعطى الحـــد الأول كثافة الطاقة الناتجة عن الإشعاع الساقط ويعطى الحد الثانى كثافة الطاقة الناتجة عن الإشعاع المرتد . ويرتبط عندئذ الفيض وضغط الإشعاع بالعلاقة

$$P = \frac{2\Phi}{c} \qquad (\text{٨ جـ})$$

التى نحصل عليها من المعادلات (٨ أ) ، (٨ ب) .



شكل ٨ أ انعكاس ضوء من مرآة (بسطح تام التوصيل) بناء على على الصورة الموجية . تنشأ موجة موقوفة أمام المرآة ، وتيارات حثية فى السطح . وتؤثر الموجة بقوة على المرآة خلال تفاعل المجال المغناطيسى للموجة مع تيارات الحث . وفى حالة السقوط العمودى يكون ضغط الإشعاع معطى بالعلاقة $P = W$ ، حيث W هى كثافة الطاقة أمام المرآة .

٩ – دعنا الآن نلق نظرة على هذا الوضع من وجهة نظر الصورة الفوتونية . فى هذه الصورة يوجد فيض ، وليكن مقداره N فوتوناً لوحدة الزمن خلال وحدة المساحات قباله المرآة . كل فوتون يحمل طاقة مقدارها $E = \hbar\omega$ وكية حركة مقدارها $p = \hbar\omega/c$. بعد التصادم مع المرآة تنعكس كية حركة كل فوتون (باعتبار أن المرآة ذات ثقل لانهائى بحيث تظل ساكنة) ، وعلى هذا ينقل كل فوتون مامقداره $2p$ من كية الحركة إلى المرآة : فى هذه الصورة ينشأ ضغط الإشعاع نتيجة لقذف المرآة بالفوتونات .

ويكون ضغط الإشعاع P مساوياً لمقدار كية الحركة المنتقلة إلى وحدة المساحة للمرآة فى وحدة الزمن ، وعلى هذا يكون لدينا

$$P = 2Np = \frac{2N\hbar\omega}{c} \qquad (٩ أ)$$

ومن جهة أخرى يكون فيض الطاقة Φ ببساطة معطى بالعلاقة

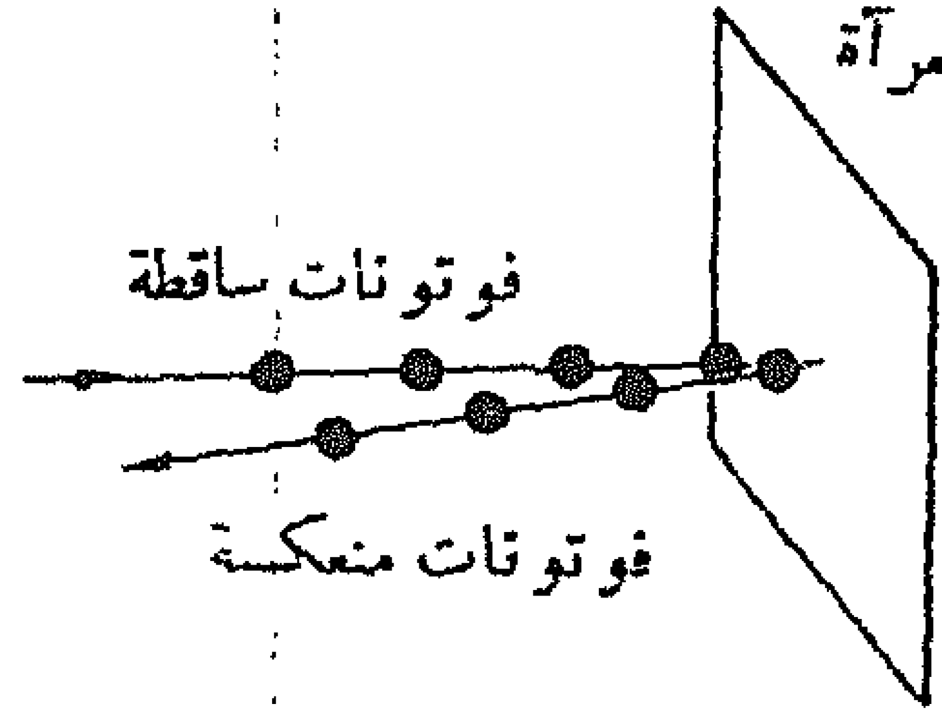
$$\Phi = N\hbar\omega \qquad (٩ ب)$$

وكثافة الطاقة (حيث أن كل فوتون يتحرك بسرعة الضوء)

$$W = \frac{2N\hbar\omega}{c} \qquad (٩ جـ)$$

إذا جمعنا الصيغ (٩ أ) – (٩ جـ) فإننا نحصل على العلاقات (٨ أ) – (٨ جـ) . وهذا يعنى أنه للحالة التى نحن بصددها تكون الصورة الفوتونية متفقة مع الصورة الموجية .

١٠ – دعنا نعتبر الآن الحالة الآتية : مصدر ضوئى ثابت فى المعمل ، يبعث فوتونات بتردد قدره ω ، وتسقط هذه الفوتونات عمودية على مرآة مثالية تتحرك بسرعة صغيرة v بعيدا عن المصدر . وسوف نفترض أن كتلة المرآة M كبيرة جداً . (بجعل v صغيرة و M كبيرة تستطيع مناقشة المسألة مناقشة لانسبية) .



شكل ٩ أ انعكاس الضوء من المـرآة تبعاً للصورة الجسيمية . وينشأ ضغط الإشعاع عندما تصطدم الفوتونات مع المرآة ، وتنعكس كميات حركتها (فى حالة السقوط العمودى) . والعلاقة بين ضغط الإشعاع و كثافة الطاقة هى نفسها كما فى النظرية الموجية . (أنظر شكل ٨ أ) .

دعنا نعتبر مايحدث ، من وجهة نظر الصورة الفوتونية ، عندما يصطدم فوتون واحد بالمرآة . قبل التصادم يكون للفوتون طاقة E وكمية حركة $p = E/c$ ، وبعد التصادم يكون للفوتون طاقة E' و كمية حركة $p' = E'/c$. وتقرأ شروط حفظ الطاقة و كمية الحركة كما يلى :

$$p + Mv = -p' + Mv' \qquad \text{(١٠ أ) (كمية حركة)}$$

$$E + \tfrac{1}{2}Mv^2 = E' + \tfrac{1}{2}Mv'^2 \qquad \text{(١٠ ب) (طـاقة)}$$

أخذنا هنا فى الاعتبار حقيقة أن سرعة المرآة v تكون مختلفة (قليلا) بعد التصادم : إلا أن اتجاه السرعة يبقى بدون تغيير . وبتحرك الفوتون المنعكس فى الاتجاه المضاد ، وعلى هذا يظهر الحد $-p'$ فى المعادلة (١٠ أ) .

ليكن تردد الفوتون المنعكس $\omega' = E'/\hbar$. وعندئذ يمكننا إعادة كتابة المعادلات (١٠ أ) و (١٠ ب) على الصورة

$$\frac{\hbar\omega}{c} + Mv = -\frac{\hbar\omega'}{c} + Mv' \qquad \text{(١٠ جـ) (كمية حركة)}$$

$$\hbar\omega + \tfrac{1}{2}Mv^2 = \hbar\omega' + \tfrac{1}{2}Mv'^2 \qquad \text{(١٠ د) (طـاقة)}$$

بحذف v' من هاتين المعادلتين نحصل على

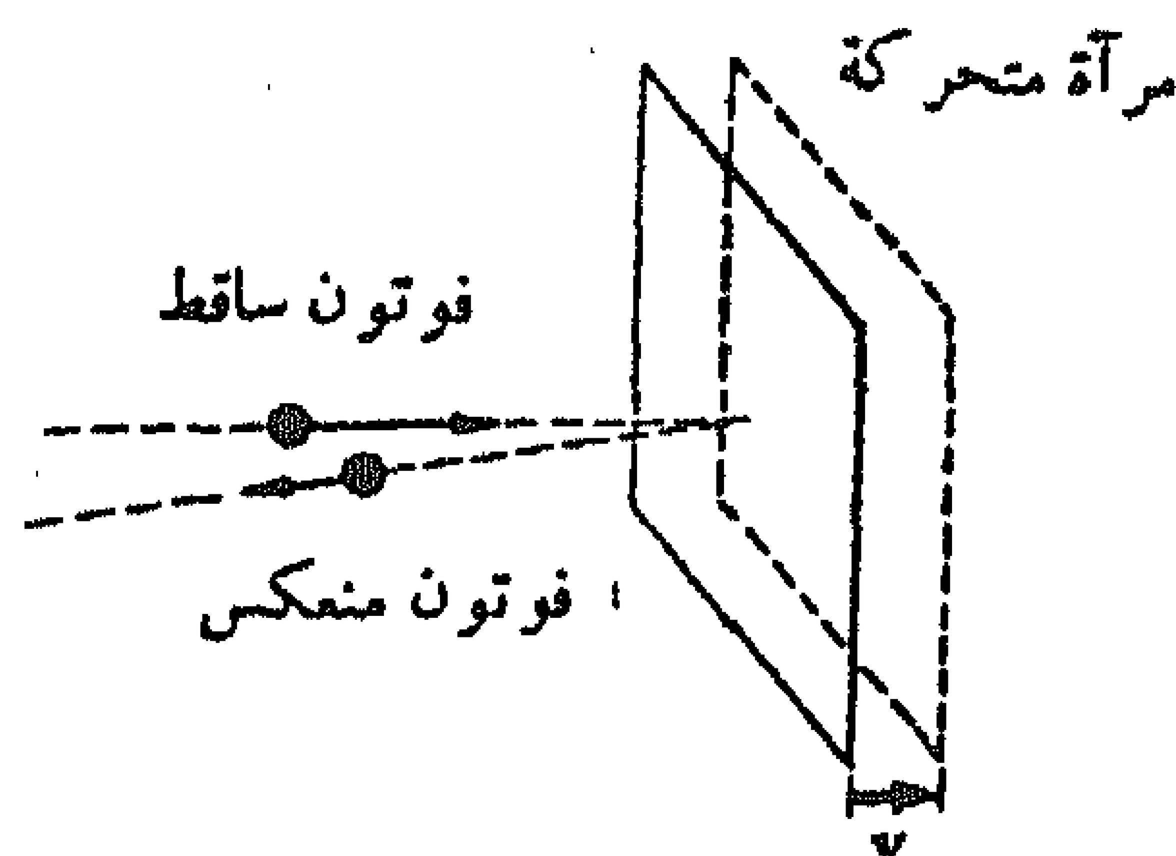
$$\hbar(\omega - \omega') = \left(\frac{v}{c}\right)\hbar(\omega + \omega') + \frac{1}{2M}\left(\frac{\hbar}{c}\right)^2(\omega + \omega')^2 \qquad \text{(١٠ هـ)}$$

ولنعتبر الحالة النهائية لمرآة لانهائية الثقل ، فى مثل هذه الحالة يختفى الحد الثانى من الطرف الأيمن للمعادلة (١٠ هـ) وبذا نحصل على

$$\omega' = \omega\left(1 - \frac{v}{c}\right)\Big/\left(1 + \frac{v}{c}\right) \qquad \text{(١٠ و)}$$

بما أننا أعتبرنا أن المقدار v/c يكون صغيراً فإننا نستطيع أن نفك (١٠ و) بدلالة قوى v/c ، مع الإبقاء على الحدود الخطية ، وبذلك نحصل على الصيغة التقريبية للتردد المنعكس

$$\omega' \cong \omega\left(1 - \frac{2v}{c}\right) \qquad (١٠ س)$$



شكل ١٠ أ تتنبأ القوانين التي تحكم التصادمات المرنة بأن الطاقة E' للفوتون المنعكس تكون أقل من الطاقة E للفوتون الساقط ، عندما تتحرك المرآة بعيداً عن المصدر . ومن العلاقات $E = \hbar\omega$ و $E' = \hbar\omega'$ يمكن أن نجد الاختلاف فى التردد . وباعتبار أن للمرآة ثقلا لانهائياً نستطيع أن نحصل على نفس النتائج التى نحصل عليها من الصورة الموجبة (أنظر شكل ١٢ أ) .

١١ – دعنا أيضاً نعتبر شدة الإشعاع المنعكس ، من أجل هذا الغرض سوف نتخيل بأن المشاهد فى موضع ما عند مستوى ثابت فى المعمل ، مواز للمرآة . ولنفرض وجود فيض مكون من N من الفوتونات فى وحدة الزمن خلال وحدة المساحة لهذا المستوى متدفق فى اتجاه المرآة ، وليكن الفيض المرتد هو N' فوتوناً فى وحدة الزمن خلال وحدة المساحات . وسوف نفترض أن مصدر الضوء ذو اتساع عرض كبير ، وأن كل الفوتونات تتحرك متعامدة تماماً على هذا المستوى . سنفرض أن

$$N' = N\left(1 - \frac{2v}{c}\right) \qquad (١١ أ)$$

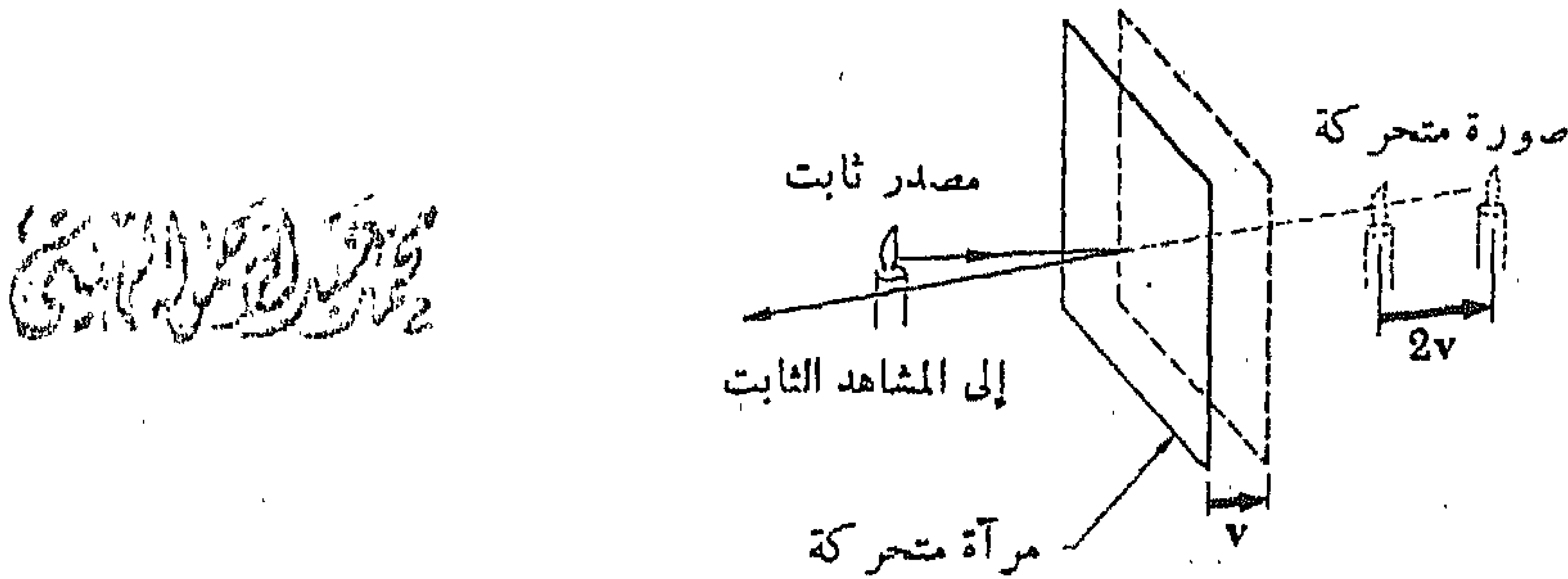
لتوضيح ذلك سنسوق الأدلة التالية : دع الفوتونات الساقطة المارة خلال وحدة مساحة المستوى عند المشاهد تكون متخلفة عن بعضها بأزمنة متساوية . وعلى هذا يكون الفترة بين مرور فوتونين متتاليين هى $1/N$. دع فوتوناً معيناً يعود إلى المستوى عند الزمن t : أما الفوتون الذى يليه فسوف يتحرك مسافة أكبر لأن المرآة فى هذه الأثناء تكون قد تحركت مسافة قدرها v/N وسوف يرد هذا الفوتون عند الزمن $t + 1/N + 2(v/c)/N$. وعلى هذا يكون الفــرق فى الزمن بين الفوتونين الواردين هو $1/N' = (1/N)(1 + 2v/c)$ الذى يؤدى إلى التعبير التقريبى (١١ أ) لقيم v/c الصغيرة .

الآن شدة أشعة الفوتونات ، أى فيض الطاقة على وحدة المساحة فى وحدة الزمن تعطى بالعلاقة $\Phi = \hbar\omega N$ بالنسبة للشعاع الساقط ، و $\Phi' = \hbar\omega' N'$ بالنسبة للشعاع المنعكس ، وعلى هذا نستنتج أن الشدات تكون مرتبطة بالصيغة (التقريبية)

$$\Phi' = \Phi\left(1 - \frac{4v}{c}\right) \qquad (\text{١١ ب})$$

لقد وصلنا إلى نتيجتين هامتين : تردد الفوتون المنعكس يتغير وفقاً للمعادلة (١٠ س) والشدة Φ' للشعاع المنعكس ترتبط بالشدة Φ للشعاع الساقط بالعلاقة (١١ ب) . هل يمكننا الحصول على نفس النتائج من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية* ؟

١٢ — على أساس من النظرية الموجية نحن ندلل كما يلي : بالنسبة لمشاهد ثابت فى المعمل يظهر الضوء المنعكس وكأنه قادم من « مصدر خلف المرآة » ، أى من الصورة المرآوية لمصدر الضوء . هذه الصورة المرآوية تتحرك بسرعة v بالنسبة للمرآة ، والمرآة نفسها تتحرك بسرعة v بالنسبة للمشاهد الثابت وبما أن v صغيرة فإننا نستطيع أن نستخدم قانون اللانسبية لجمع السرعات ، وعلى هذا نستخلص أن صورة المصدر الضوئى تبدو متحركة بعيداً عن المشاهد بسرعة $2v$. ويجب عندئذ أن يحدث للتردد إزاحة دوبلر ، والتردد المنعكس ω (فى التقريب اللانسبى) يعطى بالعلاقة $\omega' = \omega(1 - 2v/c)$ ، الذى تتفق مع (١٠ س) .



شكل ١٢ أ ضوء من مصدر ثابت ينعكس من مرآة متحركة فيبدو وكأنه صادر من مصدر متحرك : تتحرك الصورة بضعف سرعة المرآة . وبناء على ذلك تتنبأ النظرية الموجية بأن تردد الضوء المنعكس يعانى إزاحة دوبلر . (تصور ، للسهولة ، أن الشكل يبين شمعة ضوءها أحادى اللون)

١٣ — دعنا بالتالى نعتبر الشدة . فى الجزء الثانى من هذه السلسلة** ناقشنا قوانين التحويل للمجالات الكهرمغناطيسية تحت تأثير تحويلات لورنتز . إفرض أن E و B هما سعتا المجالين الكهربى والمغناطيسى للموجة فى إطار سكون المصدر ، المجالان E و B يكونان متعامدان على اتجاه الانتشار . وترمز للسعتين المناظرتين فى الإطار الذى يتحرك فيه المصدر بعيداً عن المشاهد بسرعة v' بالرمزين E' و B' . بالنسبة لموجة مستوية مستقطبة خطياً يكون فى الحقيقة لدينا $E = B$ و $E' = B'$. وتقول قوانين التحويل عندئذ بأن السعات ذات الشرط والسعات بدونها ترتبط بالعلاقة

(*) بالطبع نستطيع . فهذه اللعبة ليست فى الحقيقة ضرورية ، ولكنها مفيدة . طريقة بديلة لمناقشة هذا النوع من المسائل هو أن نعمل تحويلا إلى أطار السكون للمرآة ، ونرجع إلى الوراء مرة أخرى .

(**) Berkeley Physics Course, Vol. II, *Electricity and Magnetism*, Chap. 6, Sec. 7

$$E' = E\sqrt{\frac{c - v'}{c + v'}} \qquad (١٣ أ)$$

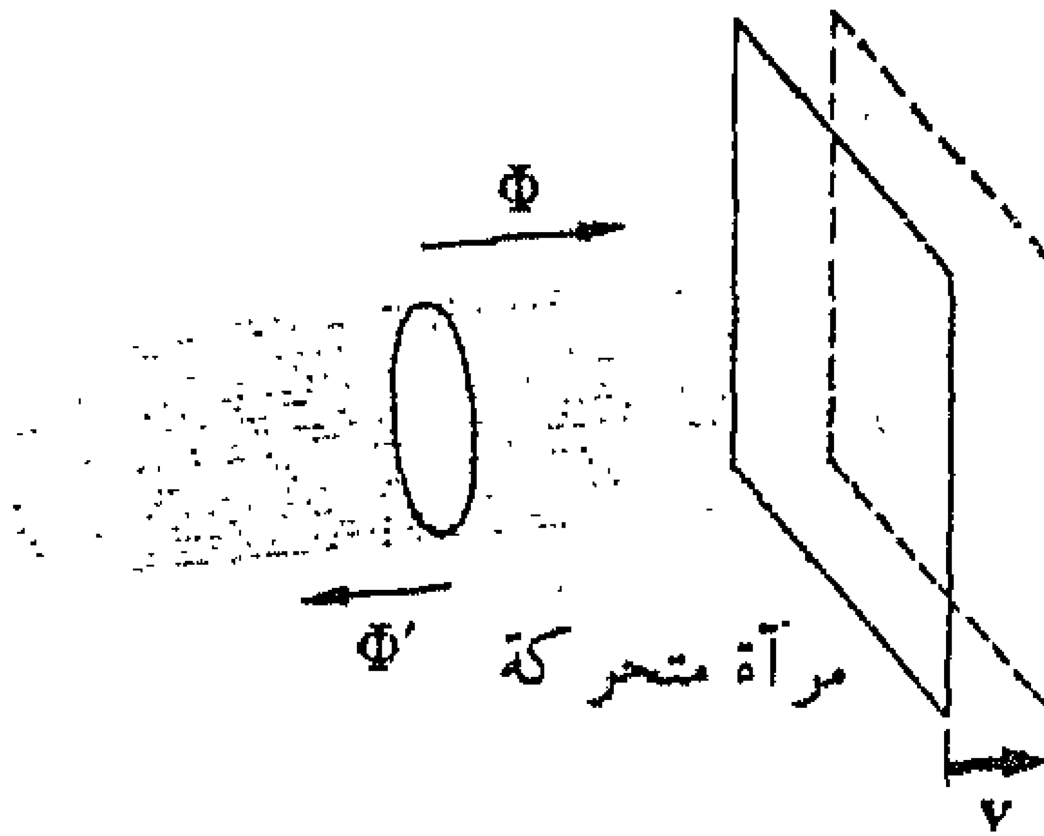
أى أن الشدة (أى فيض الطاقة) تتناسب فى هذه الحالة مع مربع السعة وبناء على ذلك نحصل على

$$\Phi' = \Phi\left(\frac{c - v'}{c + v'}\right) \qquad (١٣ ب)$$

حيث Φ هى الشدة فى إطار سكون المصدر ، وحيث Φ' هى الشدة فى الإطار الذى يتحرك فيه المصدر بسرعة v' بعيداً عن المشاهد . فإذا كتبنا الآن $v' = 2v$ ، وأجرينا مفكوك الطرف الأيمن للمعادلة (١٣ ب) بدلالة قوى v/c ، باعتبار بأن هذه كمية صغيرة ، فإننا نستعيد التعبير (١١ ب) فى التقريب الخطى .

نحن نرى أن الصورة الجسيمية تقود إلى نتائج متطابقة مع تلك التى يمكن الحصول عليها من الصورة الموجية ، أى من النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية .

١٤ — أخيراً نبدى ملاحظة أننا نستطيع أن نعلل لصافى تدفق الطاقة — خلال « مستوى المشاهدة » — فى اتجاه المرآة : بما أن الإشعاع المنعكس ذو شدة أقل من الإشعاع الساقط فسوف تكون قيمة صافى التدفق غير مساوية للصفر . أين تذهب الطاقة ؟ بما أن المرآة متحركة ، فإن ضغط الإشعاع سوف يبذل شغلا على المرآة : هذا الشغل يفسر نصف صافى الفيض . والنصف الآخر يسخر فى بناء المجال الكهرمغناطيسى فى الحيز الموجود بين المرآة ومستوى المشاهدة : وبما أن حجم هذا الحيز يزداد بانتظام فى حين أن كثافة الطاقة تظل ثابتة . فإن ذلك يتطلب تزويد هذا الحيز بالطاقة بمعدل منتظم . وفى الصورة الجسيمية يمكننا القول بأن عدد الفوتونات التى تمر بين المرآة ومستوى المشاهدة يزداد بانتظام نظراً لازدياد المسافة . ويجب على القارىء أن يجرى بالتفصيل حسابات بسيطة جداً لما ألمحنا إليه ليقنع نفسه بأن تدفق الطاقة يكون متوازناً .



شكل ١٤ أ الشدة ، أى ، فيض الطاقة فى وحدة المساحات فى وحدة الزمن ، للضوء المنعكس من مرآة متحركة بعيداً عن المصدر والمشاهد ، تكون أصغر من الشدة الساقطة . ويبذل ضغط الإشعاع شغلا على المرآة ، ويزداد الحجم الممتلىء بالطاقة المشعة .

الصورة الجسيمية والصورة الموجية كلتاهما يقدم تفسيراً صحيحاً لتوازن الطاقة .

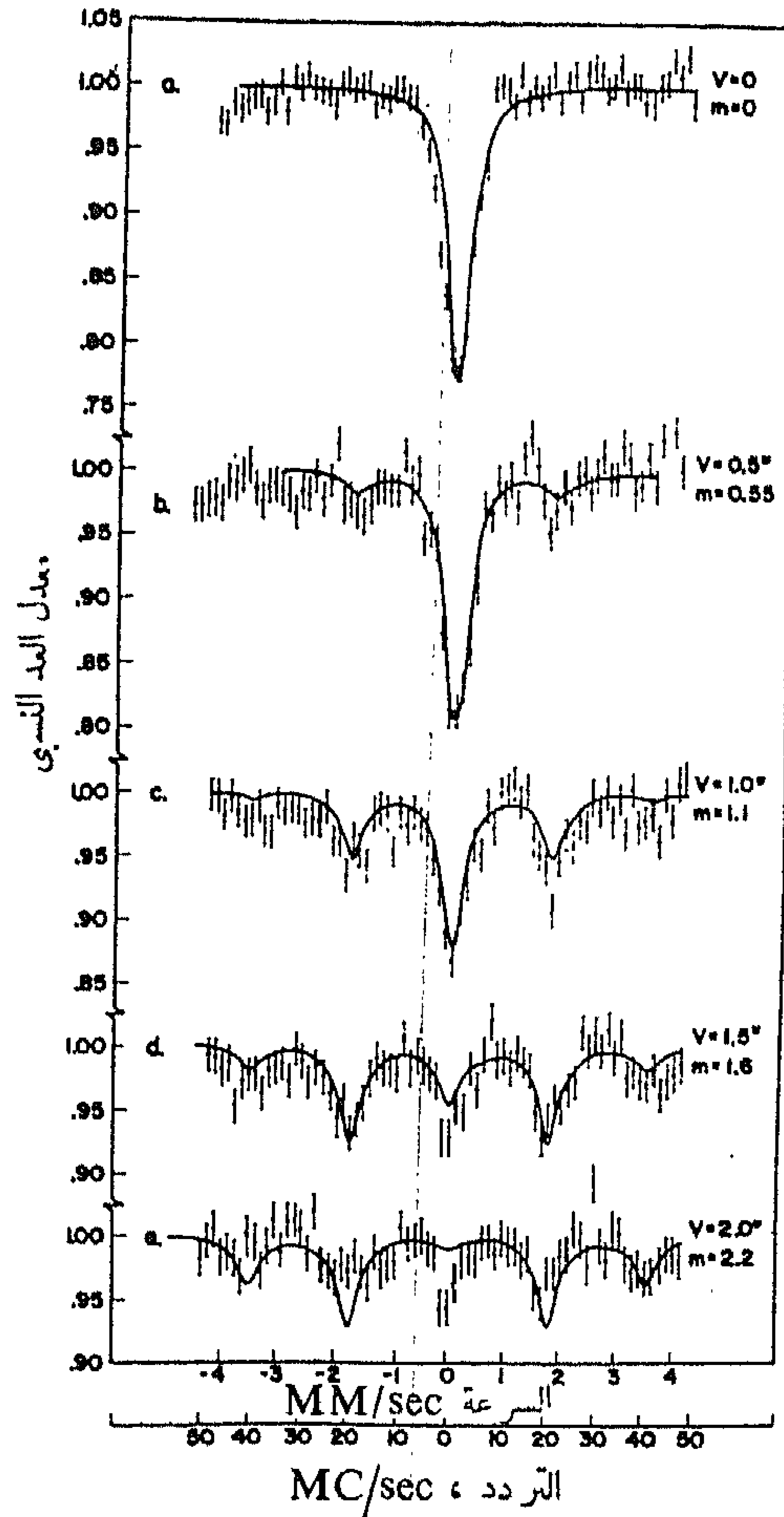
١٥ — دعنا بالتالى نعتبر مثالا يعلمنا الحاجة إلى مراعاة الحرص . لنعتبر حزمة من ضوء أحادى اللون تماماً تردده ω_0 (التى يمكن الحصول عليها باستخدام الليزر كمصدر ضوئى) تسقط عمودية على مرآة تتذبذب بتردد قدره ω_m فى اتجاه الحزمة . والمطلوب إيجاد تردد الضوء المنعكس .

بناء على الصورة الجسيمية الساذجة قد يجادل المرء كما يلى : إذا حدث بالصدفة أن أصاب الفوتون المرآة لحظة أن تكون مبتعدة عن المصدر بسرعة v ، فإن تردد الفوتون المنعكس سيكون $\omega = \omega_0 (1 - 2v/c)$ ، مما يتفق ومناقشتنا السابقة . ولأن الفوتونات تصل إلى المرآة عشوائياً ، فإن الضوء المنعكس يكون له مدى متصلا من الترددات فى الفترة من $\omega_0(1 - 2v_0/c)$ إلى $\omega_0(1 + 2v_0/c)$: وبذلك يتسع التوزيع الطيفى للضوء الذى كان فى البداية أحادى اللون تقريباً . وتدل v_0 فى الصيغة السابقة على السرعة العظمى للمرآة .

١٦ — لكننا بناء على الصورة الموجية الكلاسيكية نصل إلى نتيجة مختلفة . فالضوء المنعكس هو نتيجة عمليتين دوريتين ، وعلى ذلك فإننا نتوقع أن تكون الترددات المشاهدة فى الحزمة المنعكسة عبارة عن ترددات مجمعة من الترددين ω_0 و ω_m . وتبين الدراسة المتأنية لهذه المسألة ، على أساس النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية أن الترددات المتوقعة للضوء المنعكس تكون مجموعة متفرقة على الشكل $\omega = \omega_0 + n\omega_m$ حيث n أى عدد صحيح (موجب ، سالب أو صفر) . والشدات المصاحبة لهذه الترددات فى الحالة الفيزيائية الواقعية التى تكون فيها سرعة المرآة صغيرة بالنسبة لـ c . سوف تكون أكبر ما يمكن لقيم n الصغيرة .

ويأمل المؤلف أن تبدو النتيجة السابقة مقنعة للقارىء . وسوف لاندرس الحالة العامة هنا . ولكننا نستطيع أن نزيد مابيناه صدقاً باعتبار حالة خاصة . إفرض أن ω_0 هى ، فى الحقيقة ، مضاعف صحيح لـ ω_m . فى هذه الحالة ، تكون العملية الكلية التى تؤدى إلى الحزمة المنعكسة دورية تماماً ، بزمن دورى قدره $2\pi/\omega_m$. بعد زمن قدره $2\pi/\omega_m$ يعيد كل شىء نفسه . هذا يتضمن بوضوح أن المجال الكهربى المشاهد فى الحزمة المنعكسة يجب أن يكون أيضاً دالة دورية فى الزمن ، بزمن دورى قدره $2\pi/\omega_m$. وعلى هذا يجب أن تكون الترددات المشاهدة فى الحزمة المنكسة مضاعفات صحيحة للتردد ω_m ، مما يتفق مع النص بأن الترددات تكون على الشكل $\omega = \omega_0 + n\omega_m$. ومن المؤكد أن الشدات المصاحبة للترددات المختلفة تكون أكبر لترددات مجاورة للتردد ω_0 . (لكى نرى هذا ، اعتبر مايجب أن يحدث فى النهاية عندما تؤول السعة إلى الصفر) . على أى حال ، من الواضح أننا لانستطيع أن نتوقع مشاهدة **مدى متصل** من الترددات ، كما تتنبأ الصورة الجسيمية الساذجة .

الترددات التى تتنبأ بها النظرية الموجية الكلاسيكية هى مانشاهدها بالفعل . وقد أجريت تجارب من هذا النوع عندما يكون المصدر الضوئى ذاته متذبذباً . فى واحدة من هذه التجارب ، أجريت بواسطة روبى وبوليف **(Ruby and Bolef)** ، كان المصدر الضوئى مكوناً من أنوية Fe^{57} الباعثة لأشعة جاما موضوعة على سطح بلورة كوارتز متذبذبة . شوهد فى هذه التجربة عديد من الترددات ، كما هو مبين فى شكل ١٦ أ .



شكل ١٦ أ رسم بيانى يوضح طيف تردد أشعة جاما المنبعثة من مصدر متذبذب للأنوية Fe^{57} المثارة . المنحنيات المختلفة تناظر سعات مختلفة للتذبذب عند نفس التردد الاهتزازى 20 Mc / sec . والحفر فى المنحنيات تبين خطوط الطيف المنبعث . وكما نرى ، فإن لدينا خطوطاً عند التردد المركزى وعند ± 20M / sec و ± 40 Mc / sec بعيدة عن التردد المركزى .

والمنحنيات تبين فى الواقع معدل النفاذ لأشعة جاما خلال ماص متحرك بانتظام ومحتوياً على أنوية Fe^{57} فى الحالة الأرضية ، فى مقابل سرعة الماص وباستخدام مصدر ساكن نحصل على امتصاص شديد عند السرعة صفر . وباستخدام مصدر متذبذب نحصل على امتصاص شديد عند تلك السرعات التى عندها تنطبق الخطوط المنبعثة المقرونة بإزاحة دوبلر مع خط الرنين فى Fe^{57}

شكل مأخوذ من S. L. Ruby and D. I. Bolef, «Acoustically modulated rays from Fe^{57}», *Physical Review Letters* 5, 5 (1960).

(بالأذن من *Physical Review Letters*)

١٧ — أن الاختلاف الحاد الظاهرى بين تنبؤات النظرية الموجية والنظرية الجسيمية يمكن تخفيفه إذا لاحظنا أن نظريتنا الجسيمية كانت فى هذه الحالة مفرطة فى السذاجة . فقد فرضنا أن الانعكاس يحدث فجأة ، كما لو كان الفوتون جسيما نقطيا ، بدون أى امتداد فى الحيز . هذا فرض غير مبرر : رتل الموجة له طول محدود يتناسب عكسياً مع درجة الدقة التى يعرف بها التردد . ويمكن بسهولة أن تقدر طول رتل الموجة بناء على مناقشتنا — الواردة فى بند ٢٣ من الفصل الثالث — للعلاقة التى تربط بين اللاتيقن $\Delta\omega_0$ للتردد والأجل τ لعملية الانبعاث . ونستخلص أن

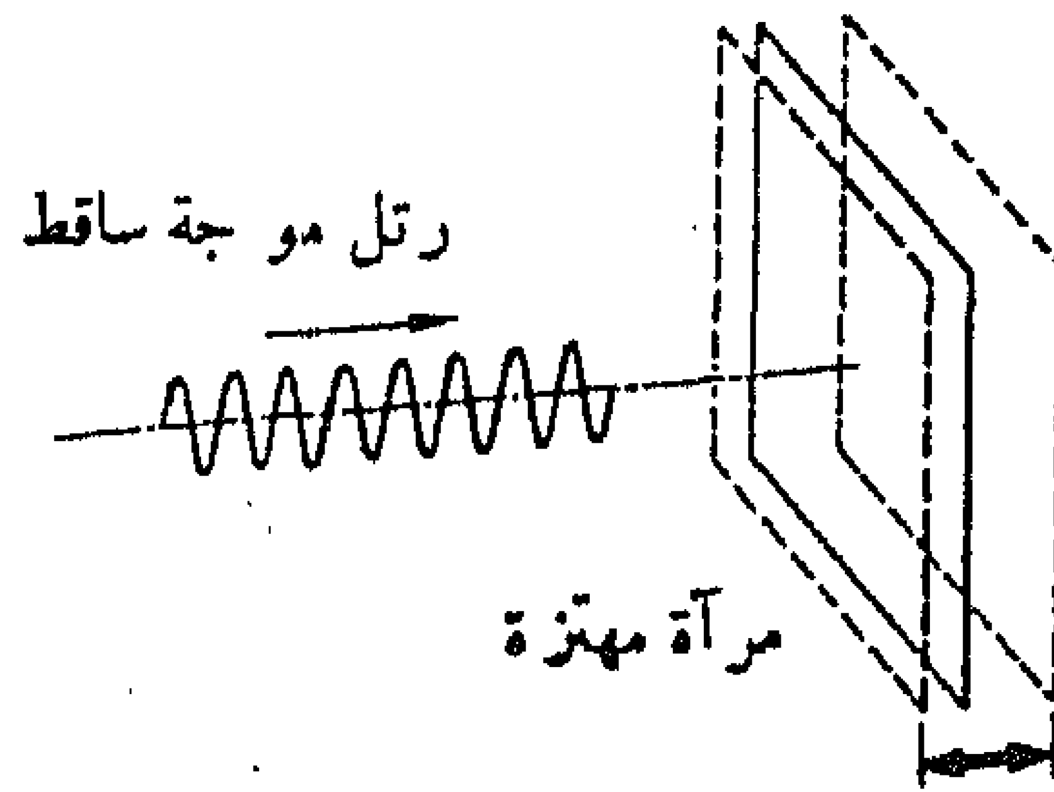
$$\tau \cong \frac{1}{\Delta\omega_0} \qquad (١٧ أ)$$

عندئذ يكون الطول L لرتل الموجة (فى الفضاء) هو

$$L = c\tau \cong \frac{c}{\Delta\omega_0} \qquad (١٧ ب)$$

وبذا نرى أنه إذا كان التردد معرفاً تماماً فن المؤكد أن اعتبار الفوتون كجسيم نقطى يكون غير صحيح .

ويمكننا أيضاً صيانة الموضوع كما يلى : افرض أن $\Delta\omega_0 << \omega_0$. عندئذ يكون الزمن الذى « يستغرقه» الفوتون عند المرآة المتذبذبة أكبر من زمن الذبذبة للمرآة ، ويكون من الواضح أننا لانستطيع أن نتصور أن ينعكس الفوتون من المرآة عند لحظة تكون للمرآة عندها سرعة محددة v . ويحدث الانعكاس خلال فترة الزمن التى تؤدى المرآة أثناءها عدة ذبذبات كاملة .



شكل ١٧ أ من الخطأ أن تصف تفاعل الفوتون مع المرآة المتذبذبة وكأن الفوتون قد ارتطم بالمرآة عند لحظة زمنية واحدة محددة : فالفوتون ليس جسيما نقطياً . الصورة الموجية تكون أكثر ملاءمة فى هذه الحالة . فطول فطول رتل الموجة ، يتناسب عكسياً مع درجة الدقة التى يعرف بها تردد الفوتون . فالفوتون أحادى اللون تماماً يكون لانهائى الطول . إذا كان تردد الاهتزاز للمرآة هو ω_m ، وتردد الضوء الساقط هو ω_0 ، عندئذ تكون الترددات الموجودة فى الضوء المنعكس على هيئة $(\omega_0 + n\omega m)$ حيث n أى عدد صحيح .

١٨ – دعنا الآن ننتقل إلى تجربة يمكن فيها أن ندرس طاقة الحركة وكمية الحركة للفوتون ، على وجه التحديد تجربة أ . هـ – كومبتون (A. H Compton) التى يمكن فيها ملاحظة تصادم الفوتون مع الإلكترون . ويبين شكل ١٨ أ هذا التصادم تخطيطياً .

فوتون تردده ω يرتطم بالإلكترون كتلته m ، فى البداية فى حالة سكون . بعد التصادم ينطلق الفوتون بتردد ω' عند زاوية θ بالنسبة لاتجاه السقوط . وفى التصادم يرتد الإلكترون ، وينطلق بطاقة Ee عند زاوية φ بالنسبة إلى اتجاه السقوط .

حفظ الطاقة وكمية الحركة يكون ممكناً فقط إذا حدثت العملية برمتها فى مستوى ، وفى هذا المستوى (وليكن مستوى الشكل) تقرأ قوانين حفظ الطاقة كما يلى :

$$\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega' = E_e \qquad \text{(١٨ أ) (طاقة)}$$

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}' = \mathbf{p}_e \qquad \text{(١٨ ب) (كمية حركة)}$$

إذا نحن الآن طرحنا مربع المعادلة الثانية من مربع المعادلة الأولى بعد قسمتها على c فإننا نحصل على

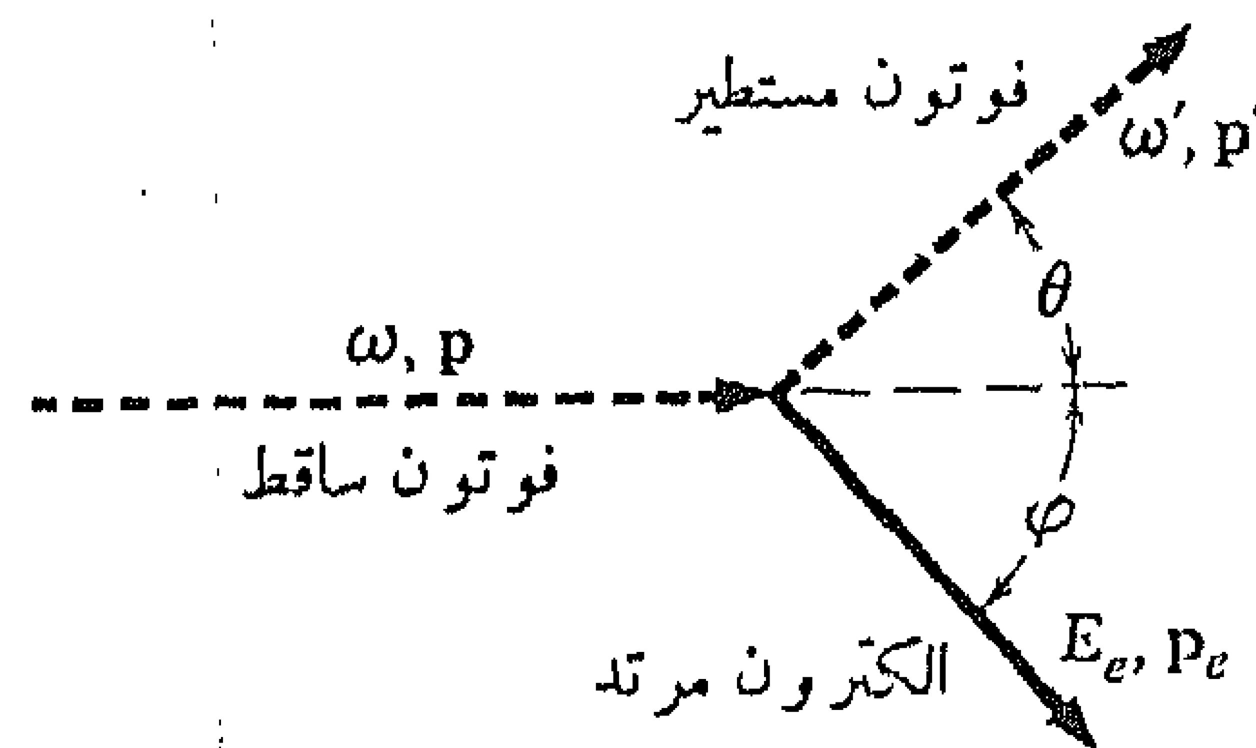
$$\frac{1}{c^2}(\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega')^2 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = \frac{E_e{}^2}{c^2} - p_e{}^2 = m^2c^2 \qquad \text{(١٨ جـ)}$$

وحيث

$$\mathbf{p}\cdot\mathbf{p}' = pp'\cos\theta \qquad \text{و} \qquad p = \frac{\hbar\omega}{c}; \quad p' = \frac{\hbar\omega'}{c} \qquad \text{(١٨ د)}$$

يمكننا بحل المعادلة (١٨ جـ) لـ ω' ان نحصل على

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + (\hbar\omega/mc^2)(1 - \cos\theta)} \qquad \text{(١٨ هـ)}$$



شكل ١٨ أ لكى نوضح كيناتيكا كومبتون للاستطارة ، التى فيها يصطدم الفوتون مع إلكترون فى حالة سكون فى البداية . قوانين حفظ الطاقة وكمية الحركة تقتضى وجود تردد أحادى ω' ، وكمية حركة p للفوتون المستطير كدالة فى زاوية الاستطارة θ .

١٩ – وإذا أدخلنا الأطوال الموجية $\lambda = 2\pi c/\omega$ ، $\lambda' = 2\pi c/\omega'$ فيمكننا كتابة (١٨ هـ) فى الصورة البديلة

$$\lambda' = \lambda + 2\pi(\hbar/mc)(1 - \cos\theta) \qquad (١٩ أ)$$

الكمية $2\pi(\hbar/mc) = h/mc$ معروفة على أنها الطول الموجى لكومبتون للجسيم ، فى هذه الحالة يكون الطول الموجى لكبتون للإلكترون هو :

$$h/mc = 2.43 \times 10^{-10}\ \text{cm} = 2.43 \times 10^{-2}\ \text{Å}$$

الطول الموجى للاشعاع المستطير يكون أطول من الطول الموجى للاشعاع الساقط أو بعبارة أخرى ، أن تردد الأشعاع المستطير يكون أقل من تردد الإشعاع الساقط : ويكون هذا بسبب انتقال جزء من الطاقة إلى الإلكترون وبفحص المعادلة (١٨ هـ) نرى أن التغير النسبى فى التردد يكون صغيراً جداً إذا كانت الكمية $(\hbar\omega/mc^2) \cong (\hbar\omega)/(0.5\ \text{MeV})$ صغيرة : وعلى هذا يجب أن نذهب إلى طاقات الأشعة السينية القوية قبل أن نستطيع إدراك تأثير ذى قيمة . ويمكننا أن نستخلص نفس الشيء بفحص المعادلة (١٩ أ) : التغير النسبى فى الطول الموجى صغير طالما كان الطول الموجى لكبتون صغيراً إذا ماقورن بالطول الموجى الساقط .

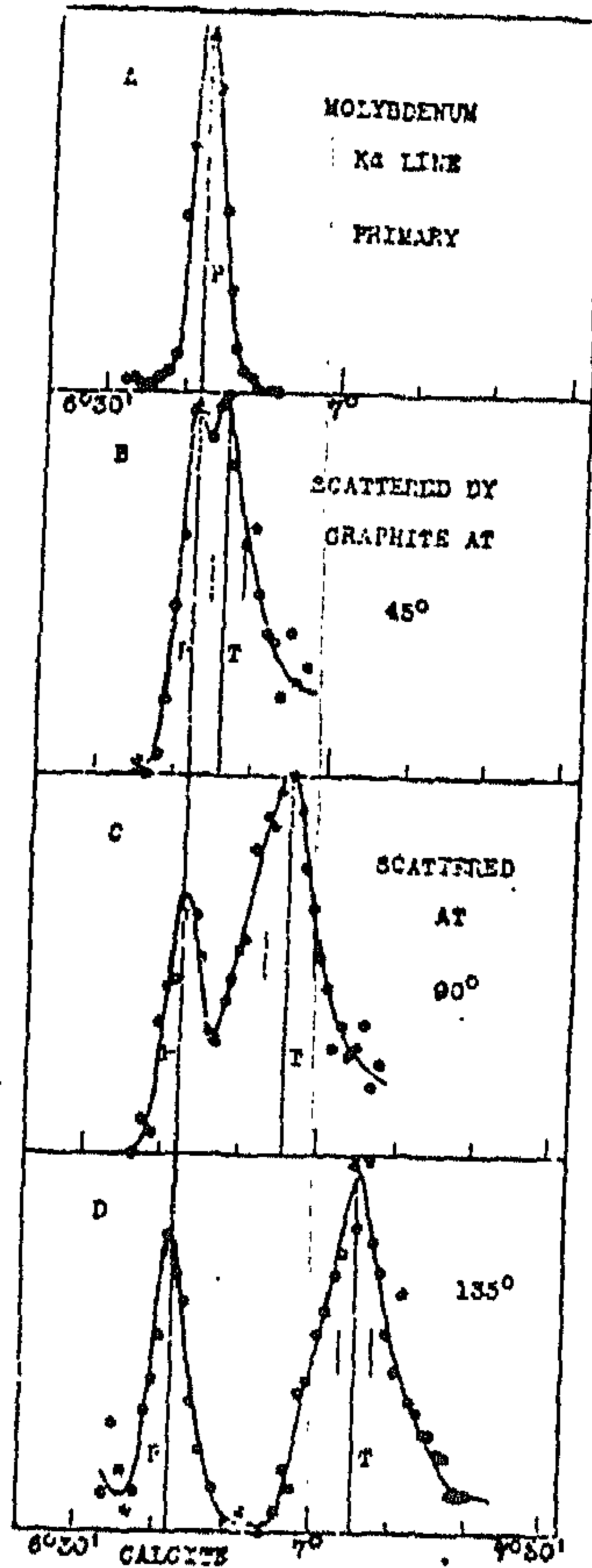
٢٠ – وقد شوهدت تجريبياً ظاهرة التشتت التى ناقشناها لتونا بواسطة أ. هـ. كومبتون (A.H Compton) فى عام ١٩٢٢* . يبدو أنه قد اهتدى إلى هذه التجربة بناء على مشاهدة سابقة بواسطة باركلا (Barkla) مؤداها أنه عندما تستطير أشعة X القوية بزوايا كبيرة من مادة صلبة ، فإن الأشعة المستطيرة تبدو مكونة من مركبتين ، إحداهما لها خواص مطابقة للاشعاع الساقط ، والأخرى تكون مختلفة ، مثل هذا الاختلاف يبدو من خلال اختلاف فى المعدل الذى يمتص به الإشعاع فى الوسط الموجود فى التجربة . وعلى أساس الصورة الموجية يمكننا أن نفهم مباشرة حدوث المركبة الأولى . فالموجات الكهرمغناطيسية الساقطة ، على صورة أشعة X ، تضع الإلكترونات المقيدة فى الذرة فى حالة تذبذب عند نفس التردد ω للموجة الساقطة . عندئذ تبعث هذه الإلكترونات المتذبذبة إشعاعاً كهرمغناطيسياً فى كل الاتجاهات عند التردد ω . فى هذه العملية تضطرب حالة الذرة فقط اضطراباً مؤقتاً ، ولاتنطلق منها الألكترونات . ومن المتوقع أن الإلكترونات التى تؤدى هذا النوع من الاستطارة هى فى الغالب الإلكترونات شديده الارتباط بالجسم الصلب .

ولكن بعض الإلكترونات فى الذرة تكون ضعيفة الارتباط إذ تبلغ طاقة ارتباطها حوالى 100 ev — 10 ، ومثل هذه الألكترونات يمكن أن تطرد فى عملية الاستطارة . وفى تجربة كبتون تنبعث أشعة X– من أنبوبة أشعة X– المزودة بهدف من الموليبدنيوم ، والتى تعمل عند جهد قدرة حوالى 50000 فولت ، تستطير هذه الأشعة بواسطة الجرافيت عند زوايا مختلفة . ويطلق على الطول الموجى للاشعاع الساقط اسم إشعاع Mo k – rodiation ويكون مقداره 0.7 Å ، وهذا يناظر طاقة فى حدود 20000 eV . وتعتبر هذه الطاقة كبيرة جداً بالمقارنة مع طاقة ترابط الإلكترونات الخارجية فى ذرة الكربون : وفى الواقع أنها أكبر من طاقات

---

* A. H. Compton, "The Spectrum of Scattered X-rays," *Physical Review* 22, 409 (1923). For Compton's theoretical analysis, see "A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements," *The Physical Review* 21, 483 (1923).

الترابط لكل الإلكترونات . لذلك يمكن أن نتوقع أن تسير عملية الاستطارة بأسلوب مماثل للحالة التى تكون فيها الإلكترونات غير مقيدة على الإطلاق ، وعندئذ ينطبق التحليل الوارد فى بند ١٨ . وقد وجد كومبتون ، فى الحقيقة ، أن الأطوال الموجية للإشعاع المستطير تحتوى على مركبة ثانية بطول موجى λ' ، يتوقف الطول الموجى λ' على زاوية الاستطارة وفقاً للصيغة (١٩ أ) . (أنظر شكل ٢٠ أ) .



شكل ٢٠ أ رسم بيانى مأخوذ من بحث لكبتون (مرجع . . .) يبين طيف إشعاع مستطير عند ثلاث زوايا تشتت مختلفة . ويبين الرسم البيانى العلوى خط الإشعاع الساقط ذو الطول الموجى $0.71\ \text{Å}$. المحور الأفقى يتناسب مع الطول الموجى فى حين أن المحور الرأسى يعبر عن قياس الشده . وتبين القمم التى على اليسار فى الثلاثة أشكال البيانية السفلية أن جزءاً من الإشعاع المستطير يكون له نفس الطول الموجى للإشعاع الساقط . فى حين تبين القمم التى على اليمين إشعاع كبتون المستطير عند تردد متغير الموقع أو مزاح . وتزيد الإزاحة فى التردد مع زاوية الاستطارة مما يتفق مع صيغة كبتون الرياضية . (بالإذن من *Physical Revew*)

فى تجارب لاحقة بواسطة كومبتون وآخرين ، تم الكشف عن الإلكترون المرتد ، وكان باستطاعة هذه التجارب أن توضح أن الألكترون المرتد والفوتون المستطير يلازمان بعضهما البعض وأن كمية الحركة والطاقة تكونان محافظتين فى العملية* .

٢١ – دعنا الآن نقيم أهمية المشاهدات بالنسبة إلى تأثير كومبتون . أول كل شيء ، قد نلاحظ أن استطارة طرد كلاسيكى للاشعاع الكهرمغناطيسى من الإلكترون أمر يمكن أيضاً توقعه ، وظاهرة استطارة مثل هذه لاتتطلب على هذا ميكانيكا الكم لتفسيرها . إلا أن العلاقة المحددة (١٨ أ) بين تردد الإشعاع المستطير وزاوية الاستطارة تتوقف بالفعل على ثابت بلانك ، وبشكل ما يكون ذلك تعزيزاً قوياً للصورة الفوتونية . ويجب ملاحظة أننا اشتققنا الصيغة (١٨ هـ) على فرض أن الفوتون برمته قد استطار ، وليس ثلث – أو خمس – فوتون : فإذا كان خمس الفوتون فقط هو الذى قد استطار لكانت قوانين البقاء قد أدت إلى نتائج مختلفة وعلى هذا تكون أهمية تأثير كومبتون هو فى أن النتائج المشاهدة تعطى تعزيزاً إضافياً لتأكيد صحة العلاقة $\hbar\omega =$: فالفوتونات لايمكن أن « تنقسم » فى تجربة كومبتون : فوتون تردده ω يحمل دائماً الطاقة $\hbar\omega$ وكمية الحركة $\hbar\omega/c$.

فى تجارب ضوئية باستخدام الخلية – الضوئية (فى المنطقة المرئية أو المنطقة فوق البنفسجية) يمكننا اختبار العلاقة $E = \hbar\omega$ فقط على امتداد فترة محدودة جداً من الترددات . ودراسة تأثير كومبتون يوسع هذا المدى ليشمل منطقة أشعة –X النافذة . بالطبع إذا كان اعتقادنا فى النظرية النسبية الخاصة راسخاً ، وهو مانفعله . فإننا نستنتج أن العلاقة عامة تماماً كما دللنا فى بداية هذا الفصل . ومع ذلك فأى تجربة يمكنها اختبار هذه العلاقة بطريقة مباشرة فى منطقة ترددات جديدة تكون جديرة بالمحاولة : فنحن نختبر اتساق أفكارنا وتناغمها مع بعضها البعض ، وبين أشياء أخرى ، نحن نختبر النسبية الخاصة .

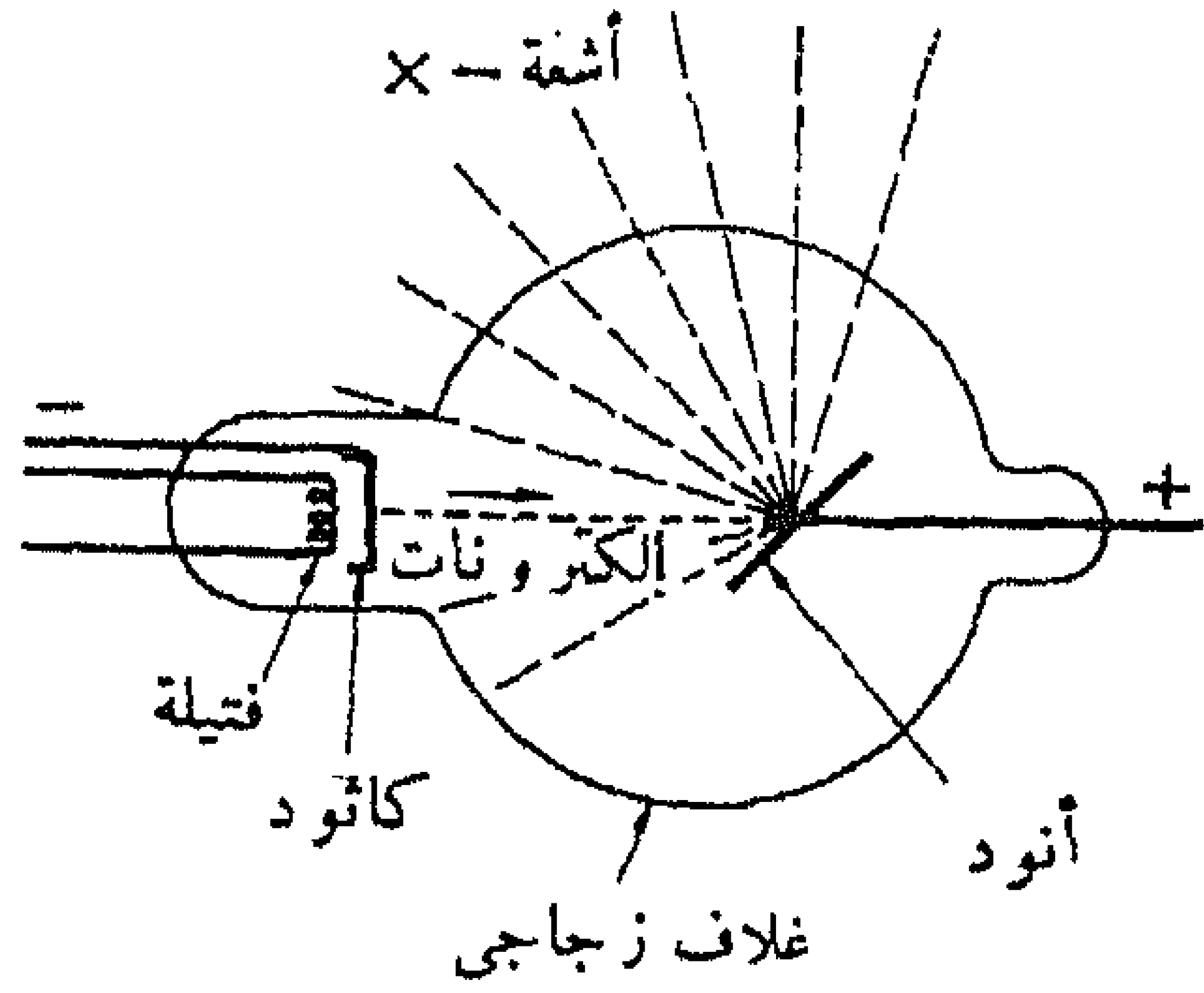
يوجد اليوم تعزيز ساحق لتحقق العلاقة $E = \hbar\omega$. ويمكن القول بأن هذه العلاقة تكون جزءاً مكملاً لفيزياء العصر الراهن . ولكى نستطرد فى دراسة ماتتضمنه هذه العلاقة ، دعنا نعتبر ظاهرتين أخريين : انبعاث أشعة X من أنبوبة أشعة X ، وفناء زوج الإلكترون – بوزيترون .

٢٢ – فى أنبوبة أشعة X المبينة تخطيطياً فى شكل ٢٢ أ تعجل الإلكترونات المنبعثة من الكاثود المتوهج (المسخن بواسطة فتيلة) بفرق الجهد V_0 بين الفتيلة والأنود . وتتوقف الألكترونات عندما ترتطم بالأنود أو الهدف ، ونحن نتوقع ، بناء على النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن التباطؤ فى السرعة يكون مصحوباً بانبعاث إشعاع كهرمغناطيسى . وأول اكتشاف لوجود هذا الإشعاع كان بواسطة و . ج . رنتجن (W. C. Rontgen) فى عام ١٨٩٥* . وتعرف الأشعة المنبعثة بأشعة X أو أشعة رنتجن .

---

* A. H. Compton and A. W. Simon, "Directed quanta of scattered X-rays," *Physical Review* **26**, 289 (1925). See also C. T. R. Wilson, "Investigations on X-Rays and β-rays by the Cloud Method," *Proceedings of the Royal Society (London)* **104**, 1 (1923).

* W. C. Röntgen, "Über eine neue Art von Strahlen," *Sitzungsberichte Med. Phys. Ges. Wurzburg*, 1895, p. 137; 1896, p. 11. These papers have been translated: W. C. Röntgen, "On a New Kind of Rays," *Science* **3**, 227 (1896); "A New Form of Radiation," *Science* **3**, 726 (1896).



شكل ٢٢ أ شكل توضيحى جداً يبين عمل أنبوبة أشعة X . تعجل الألكترونات المنبعثة من الكاثود المسخن بواسطة فتيلة فى اتجاه الانود . وتنبعث أشعة X . عندما ترتطم الألكترونات بالأنود . جزء من الأشعاع يكون إشعاعاً مميزاً لمادة الأنود ، وجزء يكون إشعاع الفرملة .

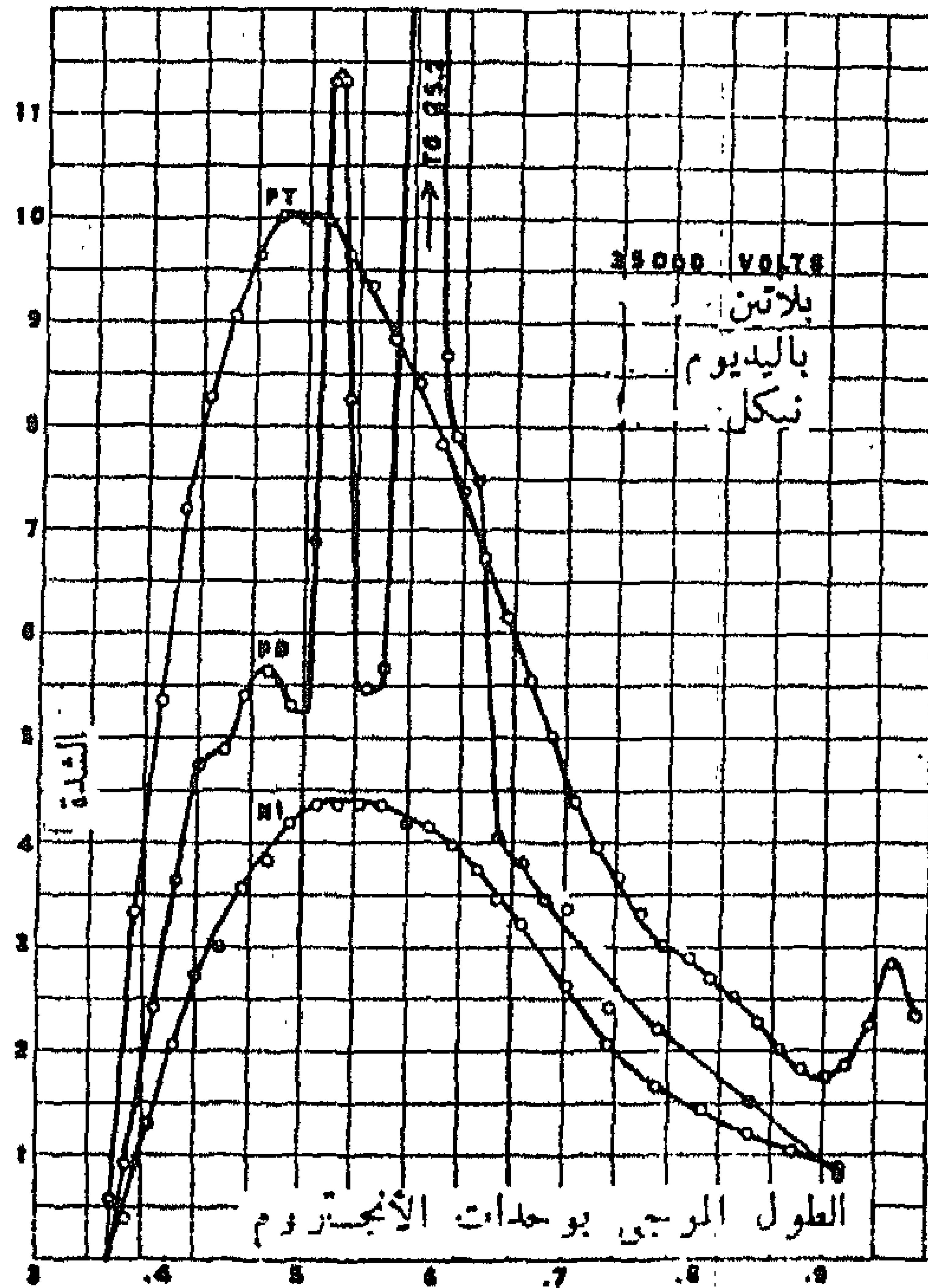
الطبيعة الحقيقية لهذه الأشعة كانت فى البداية موضوعاً مثيراً لبعض الجدل ، ولكن مع بداية هذا القرن أصبح هناك مزيد من الوضوح بأن أشعة X هى فى الواقع أشعة كهرمغناطيسية . ومن خلال تجربة مبتكرة للاستطارة – المزدوجة استطاع س . ج باركلا (C. G. Barkla) فى عام ١٩٠٤ أن يبين أن هذه الأشعة ذات استقطاب مستعرض . وجاء أكبر دليل قاطع فى عام ١٩١٢ عندما استطاع و. فريدريك (W.Friedrick) و ب نيبنج (P. Kinpping) أن يثبتا أن أشعة X تعانى حيوداً فى البلورات ، كما سبق أن ذكرنا فى الفصل الأول**

٢٣ – بعد تطور الوسائل التقنية أصبح من الممكن إجراء دراسة مطيافية لأشعة – X ، وأمكن قياس شدة الأشعة المنبعثة كدالة فى الطول الموجى ، تحت شروط تجريبية كثيرة التنوع . ويبين شكل ٢٣ أ ، رسماً نمطياً للشدة فى مقابل الطول الموجى لثلاث عينات مختلفة ، ولكن بنفس الجهد الكهربى V_0 . ونحن نرى وجود عدد من « النتوءات » الحادة ، أو نهايات عظمى للشدة مركبة على الخلفية المتصلة للطيف . ولقد وجد أن مواضع هذه النتوءات هى خاصية مميزة لمادة الهدف . فى حين أن الخلفية المتصلة تأخذ نفس الشكل لكل المواد لنفس الجهد الكهربى المعجل V_0 . وقد أدى اختبار كل المواد التجريبية إلى الخلاصة بأنه توجد آليتان مسئولتان عن انبعاث شعاع X . فالنتوءات الحادة تكون مشابهة للضوء المنبعث من الذرات التى تعانى تصادمات ويعرف هذا الإشعاع بالإشعاع المميز للمادة ، وهو انبعاث بواسطة ذرة كان قد تمت إثارتها خلال التصادم مع أحد الإلكترونات المعجلة . فى حين تكون الخلفية المتصلة نتيجة انبعاث بواسطة الإلكترون الذى يتم

** C. G. Barkla, "Polarized Röntgen Radiation," *Phil. Trans. Roy. Soc.* 204, 467 (1905). C. G. Barkla, "Polarization in Secondary Röntgen Radiation," *Proc. Roy. Soc. (London)* 77, 247 (1906). (The latter paper reports on the double-scattering experiments.)
W. Friedrich, P. Knipping and M. von Laue, *Annalen der Physik* 41, 971 (1913).

إبطاؤه داخل الهدف . وهو معروف بالإسم الألمانى *bremsstrahlung* . وقد أصبحت هذه الكلمة الآن متضمنة فى اللغة الإنجليزية : والترجمة الحرفية لها هى « إشعاع الفرملة » .

بالإضافة إلى ذلك فقد وجد بالتجربة أنه لجهد تعجيل محدد V_0 ، لايوجد شعاع له طول موجى أقصر من النهاية الصغرى لطول موجى معين λ_{min} ، متوقف على الجهد V_0 ، ولكنه لايتوقف على مادة الهدف . ويمكن أن نرى هذا موضحاً فى شكل ٢٣ أ .



شكل ٢٣ أ رسم بيانى يبين شدة أشعة X المنبعثة فى مقابل الطول الموجى ، لثلاث مواد مختلفة ، ولكن بنفس الجهد الكهربى المعجل $V_0 = 35000$ Volts . النتوءات الحادة تناظر الإشعاع المميز للمادة . والخلفية المتصلة تكون نتيجة لإشعاع الفرملة .

والشكل مأخوذ من

C. T. Ulrey, «An Experimental Investigation of the Energy in the Continuous X-Ray Spectra of Certain Elements», ***Physical Review*** **11, 401 (1918).**

(بالإذن من *The Physical Review*)

٢٤ – دعنا نرى كيف يمكننا أن نفهم نظرياً الحالة سالفة الذكر .

قبل كل شيء ، نحن نلاحظ أنه بناء على النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية يكون الإلكترون المتحرك بسرعة منتظمة غير قادر على أن يبعث إشعاعاً . ويمكننا أن نستخلص نفس النتيجة على أساس نظرية الفوتون كما يلي . اعتبر إطار – السكون للإلكترون قبل أى انبعاث ممكن : فى هذا الإطار تكون الطاقة الكلية عبارة عن mc^2 . فإذا أمكن حدوث انبعاث لواحد أو أكثر من الفوتونات فإن هذه الفوتونات تحمل معها طاقة ، والطاقة الكلية النهائية تكون أكبر من mc^2 ، مما يخالف قانون حفظ الطاقة ، وعلى هذا فإن الانبعاث لايمكن أن يحدث .

والوضع يكون مختلفاً ، على أية حال ، عندما يمر الألكترون خلال المجال الكهربى الشديد لنواة فى الهدف . عندئذ يكون من الممكن للإلكترون أن ينقل بعضاً من الطاقة وكمية الحركة للنواة ، ومعادلات حفظ الطاقة وكمية الحركة يمكن أن تتوازن . دعنا نرى كيف يتم هذا . النواة ذات الكتلة M ، تكون فى البداية ساكنة (فى أطار الأسناد المعملى) ، ويصطدم بها إلكترون كتلته m وكمية حركته الابتدائية $\mathbf{p}_i$. بعد التصادم يكون للإلكترون كمية حركة $\mathbf{p}_f$ ، ويكون للنواة كمية حركة $\mathbf{p}_n$. بالإضافة إلى ذلك ينطلق فوتون بكمية حركة $\mathbf{p}$ عند تردد $\omega = pc/\hbar$. ومعادلات الحفظ تقرأ

$$\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_f + \mathbf{p}_n + \mathbf{p} \qquad \text{(٢٤ أ) (كمية حركة)}$$

$$E_i + Mc^2 = E_f + E_n + \hbar\omega \qquad \text{(٢٤ ب) (طاقة)}$$

حيث E_i و E_f هما الطاقتان الابتدائية والنهائية على الترتيب للألكترون ، وحيث E_n هى الطاقة النهائية للنواة.

هذه المعادلات مأخوذة مع بعضها تعطينا أربع معادلات لحفظ الطاقة وكمية الحركة . فى حين يوجد تسعة متغيرات مميزة للحالة النهائية ، وهى على وجه التحديد المركبات التسعة للمتجهات الثلاثة $\mathbf{p}_f$ ، $\mathbf{p}_n$ ، $\mathbf{p}$. والبحث التفصيلى للمدى المسموح به لتلك المتغيرات معقد إلى حد ما ونحن لن نحاول تناوله هنا . ويمكن للمرء أن يبين أنه لأى اتجاه معين ، يمكن للفوتون أن ينطلق بطاقة تتراوح بين الصفر ونهاية عظمى محددة . هذه النهاية العظمى تحدث بالفعل عندما يكون لكل من الألكترون والنواة نفس السرعة بعد التصادم ، ولنقل $\mathbf{v}$: أن يكون هذا أمراً واجب الحدوث يتضح فى الحال إذا اعتبرنا المسألة فى نظام محاور إسناد مركز الكتلة . دعنا نعيد كتابة معادلات الحفظ لهذه الحالة عندما تتساوى بالفعل السرعات النهائية للإلكترون والنواة :

$$\mathbf{p}_i - \mathbf{p} = \frac{(M+m)\mathbf{v}}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \qquad \text{(٢٤ جـ)}$$

$$E_i + Mc^2 - cp = \frac{(M+m)c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \qquad \text{(٢٤ د)}$$

وحاصل ضرب المعادلة الأولى فى c ، وطرح الناتج من مربع المعادلة الثانية يعطينا

$$\hbar\omega = pc = \frac{E_i - mc^2}{1 + (E_i - p_i c\cos\theta)/(Mc^2)} \qquad \text{(٢٤ هـ)}$$

حيث θ هي الزاوية بين الفوتون المنطلق والإلكترون الساقط . والصيغة السابقة تعطى على هذا الطاقة العظمى للفوتون عند الزاوية θ . ونلاحظ أنها تساوى تقريباً $(E_i - mc^2)$ ، أى طاقة حركة الإلكترون الساقط ، التى تساوى بالتالى eV_0 . فى الطرف الأيمن للمعادلة (٢٤ ﻫ) يكون الحد الثانى فى المقام صغيراً جداً لأنابيب أشعة X لأن الثابت $Mc^2 \sim 940\, A$ MeV ، ولنواة عددها الكتلى A يكون هذا الثابت كبيراً عند مقارنته بمقدار E_i ، الذى قد يتراوح من 1 keV إلى 100 keV .

٢٥ — وفى النهاية عندما نعتبر أن النواة لانهائية الثقل نحصل عندئذ على النهاية الصغرى λ_{min} للطول الموجى من التعبير

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{ch}{eV_0} \qquad (\text{٢٥ أ})$$

وكان فى إمكاننا بالطبع ، استخلاص هذه النتيجة مباشرة : فطاقة الفوتون المنبعث لايمكن أن تزيد عن طاقة الحركة للإلكترون الساقط ، وفى حالة نواة ذات ثقل لانهائى يجب أن تحدث النهاية العظمى للطاقة عندما يتحول الإلكترون إلى السكون التام فى التصادم .

وتعرف النهاية الصغرى للطول الموجى λ_{min} على أنها النهاية الكية . فوجودها يكون بمثابة إعلان عن ظواهر كية : فالنظرية الكلاسيكية تتنبأ بانبعاث أطوال موجية قصيرة اختيارية .

وقد تم إجراء قياسات دقيقة جداً للنهاية الكيه كدالة فى الجهد V_0* وتقود مثل هذه التجارب إلى تعيين القيم الدقيقة للثوابت e/ch و (e/h) .

٢٦ — دعنا فى النهاية نعتبر فناء زوج الإلكترون — بوزيترون . وقد اكتشفت البوزيترونات أولا بواسطة س . د . أندرسون (C. D. Anderson) فى عام ١٩٣٢ ، فى الأشعة الكونية (أنظر شكل ٢٦ أ) ومعروف فى الوقت الحاضر أن البوزيترونات تنشأ فى عملية اضمحلال كثير من الجسيمات غير المستقرة ، على سبيل المثال كما فى اضمحلال نظير الكبريت المشع P^{30} . كما تشاهد البوزيترونات أيضاً عند مرور أشعة جاما ذات الطاقة العالية خلال المادة ، وكما ذكرنا فى الفصل الأول ، تكون الصورة التى نكونها عن هذه الظاهرة هى أن شعاع جاما قادر على تخليق زوج من الإلكترون — بوزيترون فى المجال الكهربى للنواة . هذه العملية معروفة بإنتاج زوج كهرمغناطيسى .

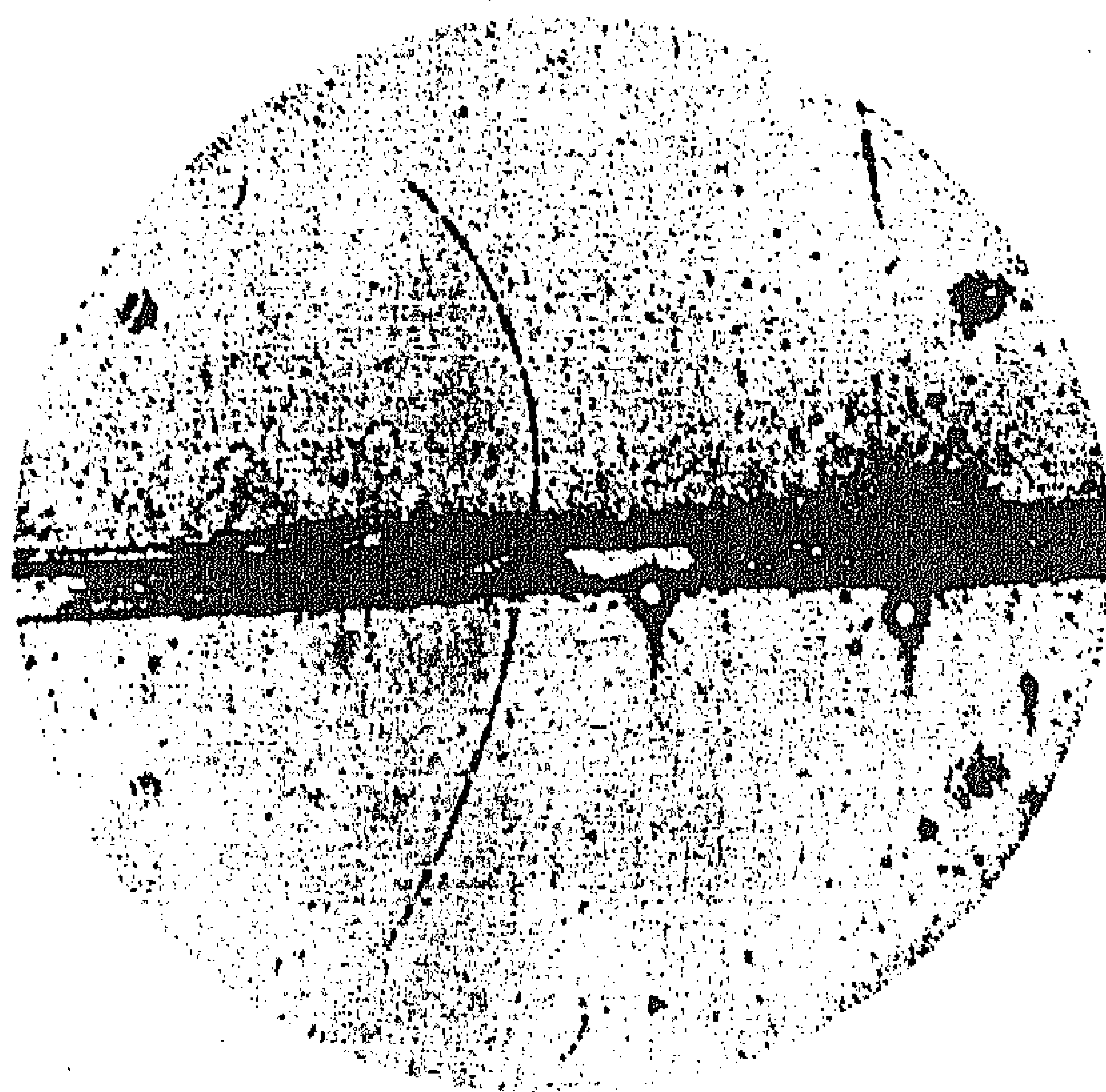
عندما يصطدم البوزيترون ، أو يتفاعل ، مع الإلكترون ، فإن هذا الزوج من الجسيمات يمكن أن يفنى ، هذا يعنى أن الجسيمات تختفى وتتحول طاقاتها تماماً إلى إشعاع كهرمغناطيسى . ونشاهد ظاهرة الفناء هذه عندما ترتطم البوزيترونات بجسيم مادى . بناء على تصورنا الحالى : يفقد البوزيترون الداخل فى المادة الجزء الأكبر من طاقة حركته فى التصادمات مع ذرات المادة ، بالرغم من أن بعض البوزيترونات قد تفنى فى تصادم مباشر مع الإلكترون قبل أن تبطىء من سرعتها . تنتشر البوزيترونات التى تم تبطيئها فى أنحاء المادة ، وفى النهاية

---

* J. A. Bearden, F. T. Johnson and H. M. Watts, "A New Evaluation of h/e by X-rays," *The Physical Review* 81, 70 (1951).

يتم اصطيادها بالألكترونات فى الذرات ، وتحت ظروف ملائمة قد يكون البوزيترون بالفعل مع إلكترون واحد « ذرة » شبيهة بذرة الهيدروجين ، تعرف بالبوزيترونيوم . وفى النهاية عندما يتم تفاعل البوزيترونات المبطأة مع الإلكترونات يحدث الفناء .

وغاية مانعرف هو أن كتلة البوزيترون تساوى كتلة الألكترون .



شكل ٢٩ أ صورة الغرفة السحابية التى تشمل اكتشاف أندرسون C. D. Anderson, للبوزيترون والتى نشرها على العالم . من «The Positive Electron», *Physical Review* 43, 491 (1933).

بوزيترون طاقته 63 MeV يمر خلال لوح أفقى من الرصاص(سمكة 6 mm) ويخرج بطاقة قدرها 23 MeV . والمسارات منحنية لأن الغرفة وضعت فى مجال مغناطيسى متعامد مع مستوى الصورة . والصورة غير واضحة المعالم عند حافة الغرفة ، ولذلك فإن الأجزاء الخافتة للمسارات قرب الحافة ، التى تبين أن أن البوزيترون مر بالفعل خلال الغرفة تكون صعبة الرؤية .

بخصوص بعض الأسئلة الهامة المتعلقة بهذه الصورة أنظر المسألة رقم ١١ فى نهاية هذا الفصل (بالإذن من *The Physical Review*))

٢٧ — دعنا الآن نعتبر عملية الفناء ، التى نمثلها بصيغة التفاعل

$$e^{+} + e^{-} = n\gamma$$

حيث تمثل γ الفوتون (كم جاما واحد) . إفرض أن الألكترون والبوزيترون كانا عملياً فى حالة سكون عندما حدث التفاعل (فى محاور إسناد المعمل) ، وافرض بالإضافة إلى ذلك أن التفاعل يحدث فى الحيز الحر ، بعيداً عن الجسيمات الأخرى .

نلاحظ قبل كل شيء أنه لابد من وجود اثنين من أشعة جاما : $n \geqq 2$ ، وإلا ما كان باستطاعتنا أن نحافظ على الطاقة وكمية الحركة . (إذا كان كل من الألكترون والبوزيترون فى حالة سكون فى البداية فإن كمية الحركة الابتدائية تساوى صفرا : فإذا ما انبعث فوتون **واحد** ، فان كمية الحركة النهائية تكون مختلفة عن الصفر) . دعنا على هذا نفترض انبعاث فوتونين . بما أن كمية الحركة الابتدائية تساوى صفراً فيجب بالتالى أن تكون كمية الحركة النهائية (الكلية) مساوية أيضاً للصفر . وعلى هذا تتساوى كميتا الحركة للفوتونين فى المقدار وتتضاد فى الاتجاه ، وهذا يعنى تساوى طاقتيهما ، ومن ثم تساوى ترددهما . دعنا نرمز للتردد بالرمز ω : عندئذ يدل بقاء الطاقة على أن

$$2\hbar\omega = 2mc^2 \quad \text{or} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{h}{mc} \qquad (\text{٢٧ أ})$$

أما الطول الموجى للفوتونات المنبعثة فيساوى طول موجة كمبتون للإلكترون $h/mc = 0.0243$ Å ، ويناظر هذا الطول الموجى طاقة سكون الألكترون $mc^2 = 0.511$ **MeV***

بالنسبة للبوزيترون الذى تم تبطيئه واصطياده داخل المادة يمكننا أن نفترض أن التنبؤ السابق يكون سارى المفعول : قد يكون لوجود جسيمات أخرى داخل المادة تأثير ، ولكنه تأثير صغير لأن طاقات الترابط الذرية تكون صغيرة جداً إذا قورنت بطاقة السكون للإلكترون .

يمكننا على هذا أن نبحث عن شعاعى جاما المتكونين فى عملية الفناء . إذ يجب أن ينطلقا فى اتجاهين متعاكسين وأن يكون الطول الموجى لكل منهما مساوياً للطول الموجى لكمبتون للإلكترون . وقد وجد بالتجربة أن هذه التنبؤات صحيحة فى كل تفاصيلها : فالفناء إلى شعاعى جاما يحدث بالفعل** . وفضلا عن ذلك فقد وجد أيضاً أن تولد ثلاث من أشعة جاما من عملية الإفناء حدث فعلا .

٢٨ — هناك نقطة واحدة يجب علينا أن نجليها . لقد دللنا على أن زوج الإلكترون — بوزيترون لايمكنه أن يفنى فى شكل فوتون واحد فى فراغ الحيز لأن كلا من الطاقة وكمية الحركة لايمكن أن يحققا قوانين الحفظ وبالتالى فإن العملية الكعسية ، التى يتغير فيها فجأة فوتون واحد إلى زوج إلكترون — بوزيترون يجب أن تكون مستحيلة . من ناحية أخرى ذكرنا أن أزواج الكترون — بوزيترون تولد عند مرور فوتونات ذات طاقات عالية خلال جسم مادى . وتوضيح هذا الاختلاف الظاهرى هو أن هذه العملية ممكنة وتحدث بالفعل فى مجال إذ تنتقل كمية معينة من الطاقة ومن كمية الحركة إلى النواة ، وعندئذ يكون من الممكن أن تتوازن معادلات البقاء .

(*) لاحظ أن الكمية $\hbar/mc = 0.00386$ Å وتسمى أيضاً الطول الموجى لكمبتون .

(**) أنظر على سبيل المثال O. Klemperer, "On the Annihilation Radiation of the Positron," *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **30**, 347 (1934).

عكس عملية الفناء التى ناقشناها تكون العملية التى ينتج فيها زوج نتيجة لتصادم فوتونين . هذه العملية لم تتم بالفعل مشاهدتها على الإطلاق ، والسبب فى ذلك هو أننا لانستطيع أن ننتج حزماً مركزة بما فيه الكفاية من الفوتونات عند طاقات عالية تساعد على حدوث هذه العملية على مستوى المشاهدة : ولكننا نعتقد اعتقاداً راسخاً فى إمكانية رؤية هذه الظاهرة إذا استطعنا إنتاج مثل هذه الحزم الفوتونية . وعكس عملية إنتاج الزوج فى مجال النواة تكون العملية التى يفنى فيها زوج الإلكترون – بوزيترون فى مجال النواة إلى فوتون واحد مع اكتساب النواة للطاقة ولكمية الحركة اللازمتين لتوازن معادلات حفظهما . هذه العملية تحدث بالفعل ، ولكنه تبين أن حدوث عملية فناء اثنين من الفوتونات تكون على وجه العموم أكثر احتمالا ، وعلى هذا فهى التى تسود .

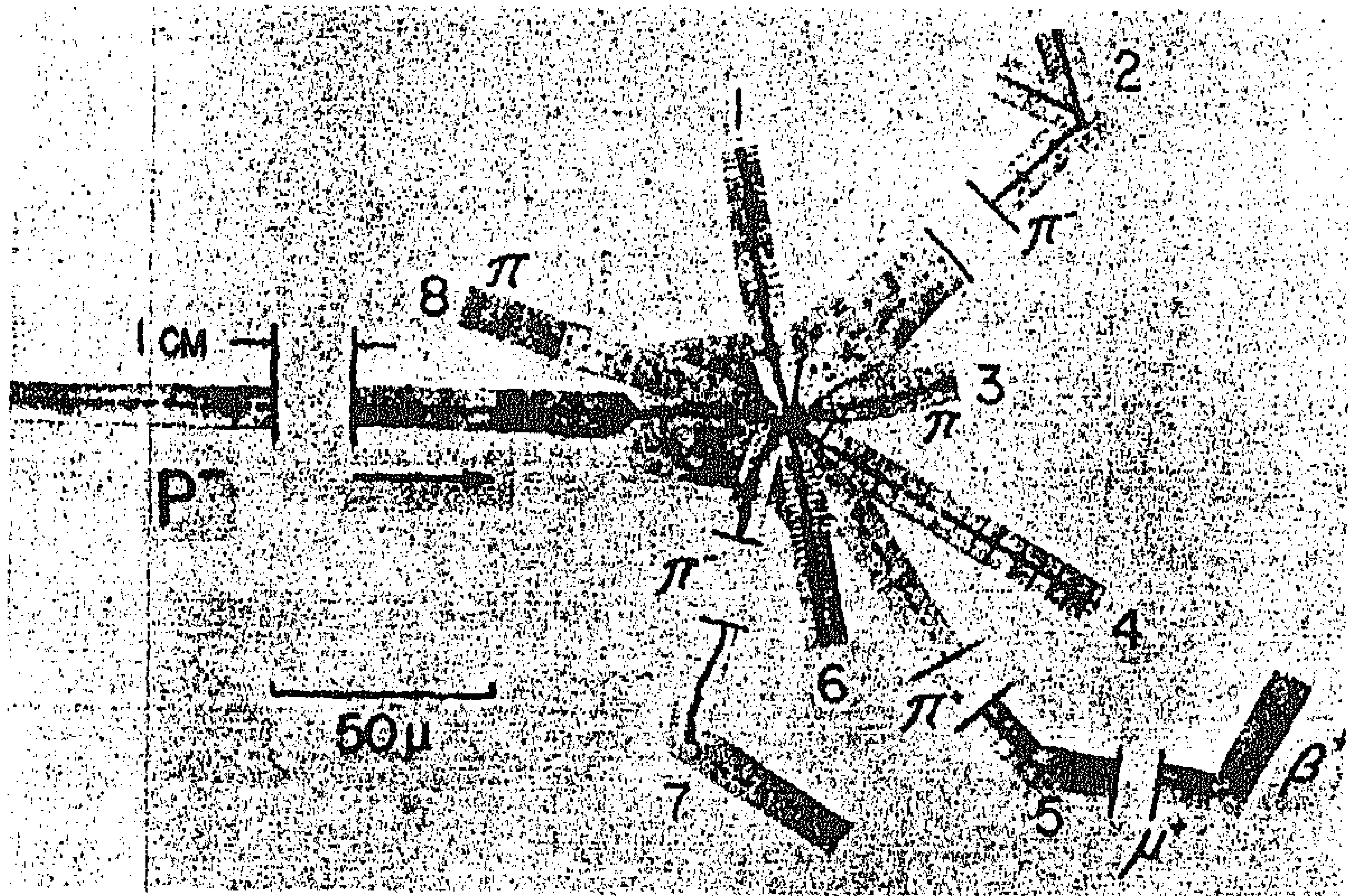
٢٩ – بما أننا فى صميم موضوع البوزيترونات ، فقد نستطيع أن نتأمل قليلا حول الجسيمات وضديد الجسيمات . صياغتنا الراهنة للكهروديناميكا الكية هى عبارة عن نظرية يلعب فيها الإلكترون والبوزيترون دوراً متماثلا تماماً . بل تعتبر هذه سمة عامة لنظرياتنا للجسيمات الأساسية : فنحن نعتقد بأن كل جسيم يوجد ضديد الجسيم (بعض الجسيمات ، مثل البايون المتعادل يمكن أن يكون ضديد نفسه) ، ومن المعتقد أن يكون العالم متماثلا (على نحو ما) إذا ما تم استبدال الجسيمات وضديد الجسيمات* فضديد الجسيم له نفس كتلة الجسيم وشحنته مساوية ومعاكسة لشحنة الجسم . وعلى هذا فقد تحقق بالتجربة وجود كل من ضديد البروتون وضديد النيوترون** الأمر الذى يبعث على السرور من وجهة نظر الطبيعة النظرية : لأن هذا يمكننا من التشبث بنظريات التماثل للطبيعة .

وأن إحدى الخواص الأساسية للجسيمات وضديد الجسيمات أنهم يستطيعون أن يفنوا بعضهم بعضاً ، ولنقل إلى فوتونات ، ولكن الحالة الغالبة هى أن الفناء يكون إلى جسيمات أخرى ، على سبيل المثال يميل نظام البروتون – ضديد البروتون إلى أن يفنى إلى ميزونات ، لأن هذه العملية أكثر احتمالا من الفناء إلى فوتونات .

٣٠ – إذا كان حقيقياً أن الجسيمات وضديد الجسيمات تلعب فى العالم دوراً متماثلا تقريباً ، فقد يثير عجب القارىء لماذا لايكون دور أضداد الجسيمات أكثر دلالة وملموساً . لماذا لاتكون البوزيترونات « أكثر انتشاراً » ، ولماذا لم يتم اكتشافها فى وقت أكثر تبكيراً ؟ يبدو أن عالمنا كما نعرفه ليس فى حالة متسقة على الإطلاق : فعالمنا يتكون من بروتونات ، نيوترونات ، الكترونات وذرات هيدروجين ، الخ ، ولكن لايحتوى أضداد البروتونات ، أضداد النيوترونات ، بوزيترونات أو أضداد ذرات الهيدروجين .

(*) منذ فترة وجيزة أجريت بعض التجارب التى تشير فى الغالب إلى أن التفاعلات الضعيفة تكون متغيرة عند استبدال الجسيمات وضديد الجسيمات . وهذا يعنى أنه فى حين أن التفاعلات الشديدة والتفاعلات الكهرومغناطيسية تحقق مبدأ التماثل المذكور ، إلا أن التفاعلات الضعيفة لاتكون كذلك . وحيث أن التفاعلات الشديدة والكهرمغناطيسية هى التفاعلات السائدة فى العالم ، فربما يكون من الإنصاف أن نقول بأن مبدأ التماثل يكون صحيحاً فى الغالب (ولكن ليس دائماً) .

(**) بالنسبة لاكتشاف ضديد النيوترينو ، أنظر O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand and T. Ypsilantis, "Observation of Antiprotons," *The Physical Review* 100, 947 (1955).



نجمة الفناء فى مستحلب فوتوغرافى . لاحظ أن هذه صورة مركبة من تجميع مقاطع مختلفة للمستحلب مع بعضها لكى يمكن أن تتبع آثار الجسيمات المختلفة . مقياس الرسم موضح على اليسار إلى أسفل ، حيث $1\mu = 10^{-3}$ mm . لاحظ أن أجزاء من آثار أربعة قد حذفت بغرض أن نحفظ الصورة فى حيز معقول .

الأثر الأفقى الذى على اليسار يبين ضديد البروتون الساقط ، وخلال مروره فى المستحلب يفقد طاقة (بالتالى يبطىء من سرعته) . وأخيراً يقتنص بواسطة نواة فى المستحلب (ربما نواة كربون) ويفنى مع واحد من النيوكليونات فى النواة . ويولد عدد قليل من البايونات فى هذه العملية (الآثار 2 ، 3 ، 5 ، 7 ، 8) وتتكسر النواة إلى شظايا . ومن المحتمل أن تكون الآثار 1 ، 3 بروتونات أما الأثر 6 فقد تسبب بواسطة شظية أكثر ثقلا من البروتون من المحتمل بواسطة نواة H^3 . وقد قدرت طاقة الحركة الكلية للجسيمات المرئية (المشحونة) بالإضافة إلى طاقة البايونات بحوالى 1.3 BeV . لاحظ الأثر 5 الذى يبين بايوناً موجباً مضمحلا إلى إلى نيوترينو (غير مرئى) وميون موجب الذى يضمحل بدوره إلى بوزيترون واثنين من النيوترينوات .

هذه الصورة ظهرت فى مقال بواسطة

E. Segrè, «Antinucleons», *Annual Review of Nuclear Science* 8, 127 (1958), which reviews the early work on antinucleons.

(صورة بالإذن من *Professor E. G. Serge, Berkeley*)

ويرجع سبب هذا النقص فى التماثل إلى أن الحالة المتماثلة لاتكون متزنة ضد الفناء : فالمادة وضديد المادة لايمكن أن يوجد فى حالة سلام فى خليط ودى . وضمان أن تكون الأرض موجودة يستلزم أن تتكون من مادة ، وإلا فمن ضديد المادة . فلا يمكن أن توجد كخليط .

وأنه لسؤال مثير حقاً فيما إذا كان هذا النقص فى تماثل حالة العالم ممتد إلى كل الكون . فقد يكون من المحتمل أيضاً أن توجد هناك مجرات متكونة من ضديد المادة ، خاصة وأن متوسط الانفصال بين المجرات يكون من رتبة ثلاثة ملايين من السنين الضوئية . لهذا لايحدث الفناء فى الحال . هذا السؤال لايمكن الإجابة عليه فى الوقت الراهن ، على الرغم من أن المرء يميل إلى الاعتقاد بعدم وجود ضديد المجرات ، كيف تتكون المجرات أمر ليس معروفاً ، ولكن إذا ما افترضنا أنها تكونت من « التراب » خلال بعض عمليات التكثيف فإنه يصبح من الصعب أن نفهم كيف تم انفصال المادة وضديد المادة حتى تصير بعض المجرات مكونة من مادة فى حين أن البعض الآخر يكون متكوناً من ضديد المادة . فإذا ما رفضنا فكرة ضديد المجرات فسيبقى هناك عندئذ الغموض فى سبب أن حالة العالم غير متماثلة إلى الحد الذى يسود فيه نوع واحد من المادة ، على الرغم من حقيقة أن القوانين الأساسية للفيزياء تبدو وكأنها تقريباً كاملة التماثل .

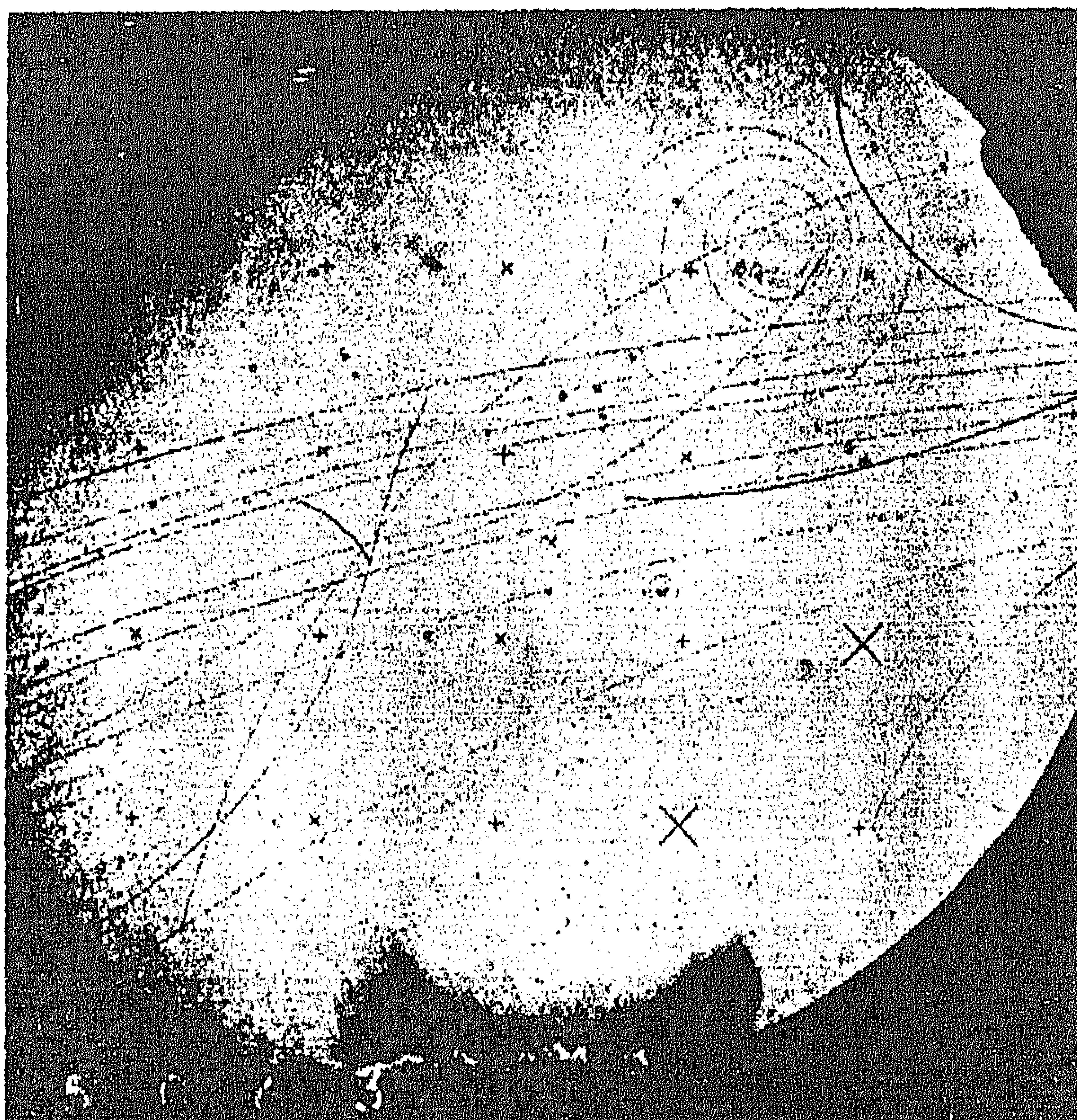
هل الفوتونات قابلة « للانقسام » ؟

٣١ – مناقشتنا حتى الآن تقترح سؤالاً مثيراً وأساسياً للغاية : هل يمكن أن ينقسم الفوتون الذى تردده ω إلى جزءين ، بحيث يحمل كل جزء كسرا من الطاقة $\hbar\omega$ ، على أن يظل التردد لكل جزء هو ω ؟

نحن نعلم أن النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية تصف بدقة كبيرة تجارب شاسعة التنوع فى الضوء . وقد ذكرنا كذلك أن العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة للفوتون هى شىء مايمكن اشتقاقه من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . أليس من المسموح به عندئذ أن نقول بأن الفوتون هو ببساطة حزمة من الموجات أورتل موجى من الإشعاع الذى يكون محكوماً بقوانين نظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ؟ من الواضح أننا أثرنا الآن سؤالا ذا أهمية أساسية . إذا أمكن تقسيم الفوتونات بالمفهوم السابق فإن التركيب الكلى للأفكار التى حاولنا بناءها فى هذا الفصل قد يتهاوى .

للإجابة على سؤالنا ، يجب أن نلجأ إلى التجارب . ولكى نرى أى نوع من التجارب يجب أن نجريه ، فسوف نفترض الآن وجهة النظر الكلاسيكية تماماً ومن ثم نصنع بعض التنبؤات التى يمكن أن نختبرها بتجارب فعلية لكى نقرر مدى صحة الصورة الكلاسيكية .

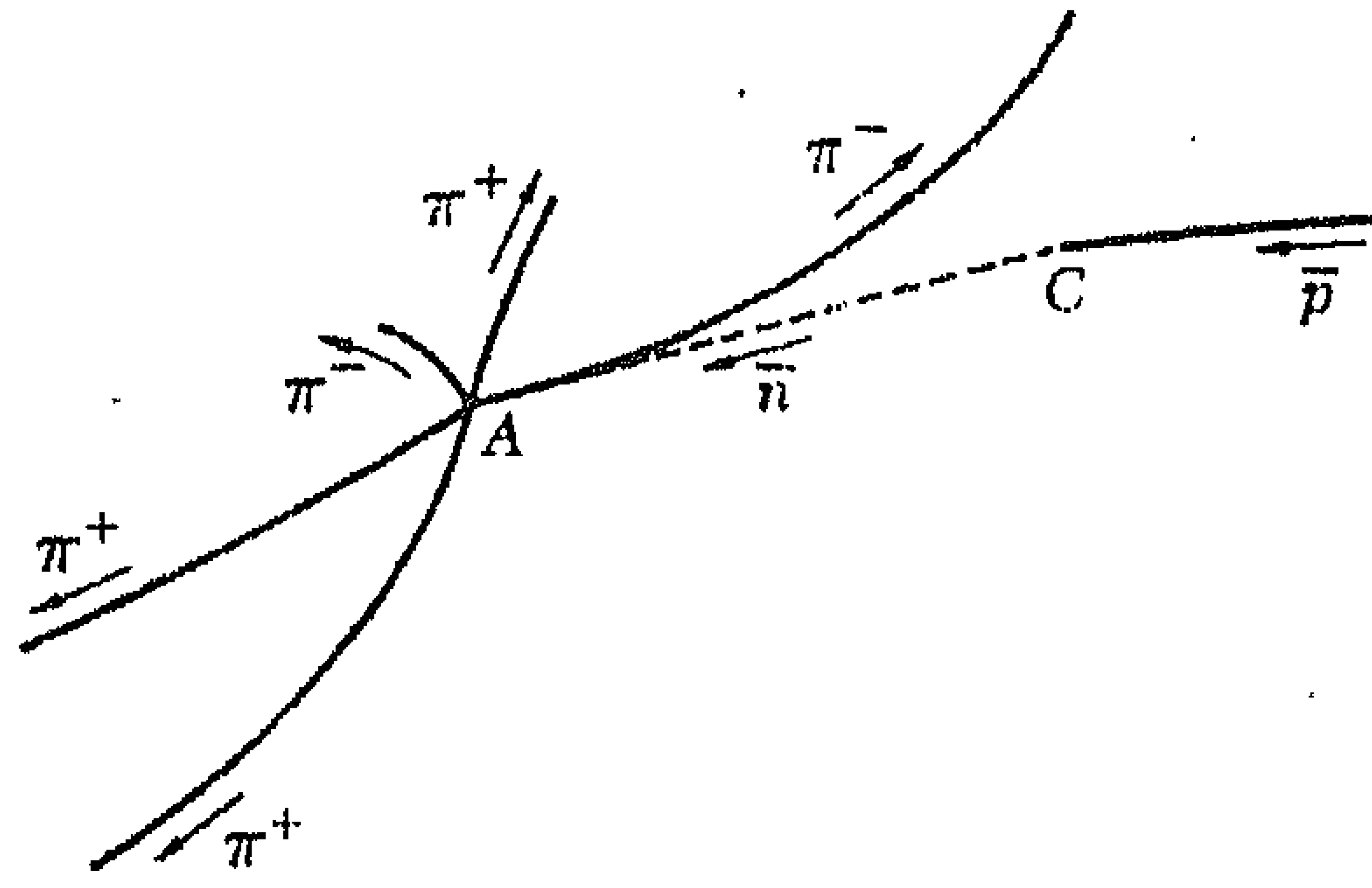
٣٢ – الرتل الموجى الكلاسيكى للإشعاع الكهرمغناطيسى قد ينشأ كما يلى : على شكل مصدر للإشعاع ، يكون لدينا هوائى وجهاز ارسال يمكن أن نديره ونغلقه كما نشاء . ثم نترك جهاز الإرسال الذى يرسل إشعاعاً عند تردد ω يعمل لفترة معينة من الزمن ، عندئذ يبث الهوائى رتل موجة ذات أجل محدود : ويكون رتل الموجة هذا بمثابة « فوتونا » كلاسيكياً أحادى اللون تقريباً . يمكننا أن نتصور أن الذرة المثارة تمثل دور هوائى من هذا النوع .

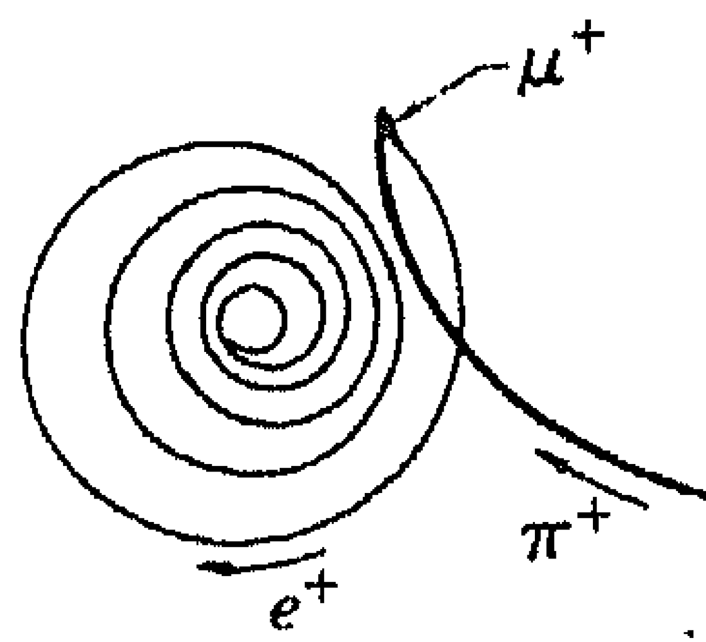


صورة غرفة الفقاعة موضحة استطارة ضديد بروتون بواسطة بروتون مع استبدال الشحنة ، متبوعاً بتفاعل فناء بروتون وإنتاج ضديد النيوترون في الحدث الأول . أنظر الأشكال التخطيطية في الصفحة التالية لتمييز الآثار . والأحداث تتم في غرفة فقاعة الهيدروجين السائل الموضوعة في مجال مغناطيسي عمودي على مستوى الشكل (على القارىء أن يحاول تحديد الاتجاه الذي يشير إليه متجه المجال المغناطيسي) . الجسيمات المتعادلة كهربياً لاتترك أثراً مرئياً ، ولكن الجسيمات المشحونة تترك آثاراً منحنية بسبب وجود المجال المغناطيسي . وفي هذه الحالة تنحنى آثار الجسيمات موجبة الشحنة في اتجاه عقارب الساعة ، في حين تنحنى آثار الجسيمات السالبة في الاتجاه المعاكس .

وبالمصادفة وضحت هذه الصورة حدثاً آخر مثيراً ، وهو اضمحلال البايون الموجب إلى ميون موجب ونيوترينو ، متبوعاً باضمحلال الميون إلى بوزيترون ، نيوترينو وضديد النيوترينو . النيوترينو (وضديد النيوترينو) تكون متعادلة كهربية ولذلك لاتترك أثراً مرئياً .

(صورة بالإذن من *Dr. P. Schmidt, Berkeley*)





هذان الشكلان يميزان الآثار المرئية فى صورة الفقاعة على الصفحة السابقة. فى الشكل العلوى يصطدم ضديد البروتون الساقط مع بروتون عند النقطة C . وينتج من هذا التفاعل نيوترون وضديد نيوترون . الأثر غير المرئى لضديد النيوترون موضح بالخط المنقوط أعلاه . عند النقطة A يقاسى ضديد النيوترون تفاعل فناء مع البروتون . وينتج خمس بايونات مشحونة فى هذا هذا التفاعل . وضديد البروتون الساقط هو واحد بين عدد من الجسيمات السالبة فى حزمة الجسيمات العابرة للغرفة من اليمين إلى اليسار . هذه الجسيمات من المحتمل أن تكون كلها ضديد بروتونات .

الشكل السفلى يبين آثار الجسيمات المشحونة المشاركة فى اضمحلالات تتابعية للبايون الموجب . الأثر الحلزونى يكون ناتجاً عن البوزيترون الذى يفقد طاقة أثناء حركته خلال الهيدروجين السائل ويقل تبعاً لذلك نصف قطر الانحناء للأثر . ويكون مصيره فى النهاية أن يختفى فى تفاعل الفناء مع أحد الإلكترونات فى السائل .

دعنا مرة أخرى نؤكد أننا نحاول أن نقارن سلوك الفوتون الفيزيائى ، — كما يعبر عن نفسه فى التجارب الفعلية — مع سلوك رتل الموجة الكلاسيكية . هذه المناقشة تتضمن مقارنة جسم موجود بالفعل فى الطبيعة ، وهو الفوتون ، مع شيء ما **لايحدث فى الطبيعة على الإطلاق** ، كما سنرى ، وهو رتل الموجة الكهرمغناطيسية الذى يتبع تماماً قوانين الكهرديناميكا الكلاسيكية . وعلى هذا فنحن إزاء مقارنة الحقيقة بالخيال ، ولكى نتفادى

الخلط بين الحقيقة والخيال فسوف نسمى الشيء الحقيقى فوتوناً والشيء التخيلى رتل الموجة . ولكى نقنع أنفسنا بأن رتل الموجة ليس شيئاً حقيقياً ، وجب علينا أن نعمل بعض التنبؤات المحددة المبينة على صورة رتل الموجة التى يمكن عندئذ اختبارها من خلال التجارب .

٣٣ – لنعتبر انبعاث الضوء من ذرة الزئبق التى تم إثارتها فى تصادم . الضوء المنبعث يكون أزرق اللون وتردده ω . أن يكون رتل الموجة دائماً من نفس التردد ω أمر لا يصعب علينا فهمه : فهذا التردد يجب أن يناظر أحد الترددات الطبيعية لتذبذب الذرة . ولكنه يكون من الصعب ، أن يفهم ، على أساس نظرية كلاسيكية ، لماذا تكون الطاقة المحمولة بواسطة رتل الموجة هي دائماً $\hbar\omega$. نحن نتوقع أن تختلف التصادمات فى عنفها : فأحياناً تتيح هذه التصادمات قدراً من الطاقة أكبر وأحياناً قدراً لانبعاث الضوء . وحتى ما يكون أكثر صعوبة على الفهم هو ذلك السبب فى أن ذرتين مختلفتين تماماً ، مثل ذرة الصوديوم وذرة الزئبق اللتين تبعثان ضوء بترددين مختلفتين ω_{Na} و ω_{Hg}، يجب أن تبعثا رتل موجة بطاقتين كليتين $\hbar\omega_{Na}$ و $\hbar\omega_{Hg}$ ، على الترتيب . فمن وجهة النظر الكلاسيكية يكون ظهور ثابت التناسب العالمى $\hbar$ شيئاً غامضاً للغاية .

إذا فكرنا بمجموعة كل الحقائق التجريبية الكثيرة التى ناقشناها فى الفصل الثالث يكون من الواضح أن الظواهر لا يمكن فهمها على أساس كلاسيكى . دعنا على أى حسال نتغاض مؤقتاً عما نعرفه بالفعل عن عمليات الانبعاث والامتصاص ، وبدلا عن ذلك نركز على دراسة الفوتونات « المعزولة » . آخذين فى الاعتبار أرتال الموجات التى انبعثت من مصدر ما ، وأن ندرس أرتال الموجات هذه بواسطة خلية ضوئية فى النطاق التجريبى .

٣٤ – نحن ندرس ، بمعنى آخر ، التأثير الكهرضوئى . ونضع لذلك جهد الإعاقة الكهربى فى الخلية عند القيمة V_0 . إذا كانت W هى دالة الشغل للسطح الحساس للضوء فسوف تكتشف عندئذ رتل الموجه (يطقطق المسجل المتصل بالخلية الضوئية) عندما تزيد كمية الطاقة المحمولة برتل الموجة عن القيمة

$$E_{\min} = eV_0 + W \qquad (٣٤ أ)$$

ويكون الجهد V_0 بحيث أن

$$\hbar\omega > E_{\min} > \tfrac{2}{3}\hbar\omega \qquad (٣٤ ب)$$

حيث تشير ω إلى تردد الضوء . (تم اختبار $\tfrac{2}{3}$: لأنه عدد أكبر من $\tfrac{1}{2}$ وأصغر من الواحد) . وعلى هذا فإن المسجل سوف يطقطق (يصدر أصواتاً) إذا نحن ركزنا الطاقة الكلية لرتل الموجة المنبعثة داخل الخلية الضوئية . أما إذا كان نصف هذه الطاقة فقط هو الذى يصل إلى الخلية ، فإن المسجل سوف لا يطقطق لأن نصيب الألكترون من الطاقة لا يمكن أن يتخطى فى الغالب جهد الإعاقة .

٣٥ – تقترح الصورة الكلاسيكية تجربة واضحة لانقسام رتل الموجة ، على سبيل المثال التجهيز الموضح فى شكل ٣٥ أ . وفيه يسقط ضوء من مصدر ذى شدة ضعيفة جداً على تجزىء للحزمة ، ولتكن مرآة نصف مفضضة ، أو منشور مجزىء – حزمة مناسب . يمكن وضعه بحيث تكون شدة الحزمة النافذة مساوية لشدة الحزمة المنعكسة ، وبحيث تكون شدة كل منهما نصف شدة الحزمة المنبعثة من المصدر خلال الفتحة . بمعنى آخر هذه تجربة حقيقية ممكنة ، ونحن نجد بالفعل أن شدات الحزم النافذة والمنعكسة تكون كما ذكرنا . كلاسيكياً ، يمكننا فهم هذه الحقائق بسهولة : فكل رتل موجه يصل المرآة ينقسم إلى جزءين .

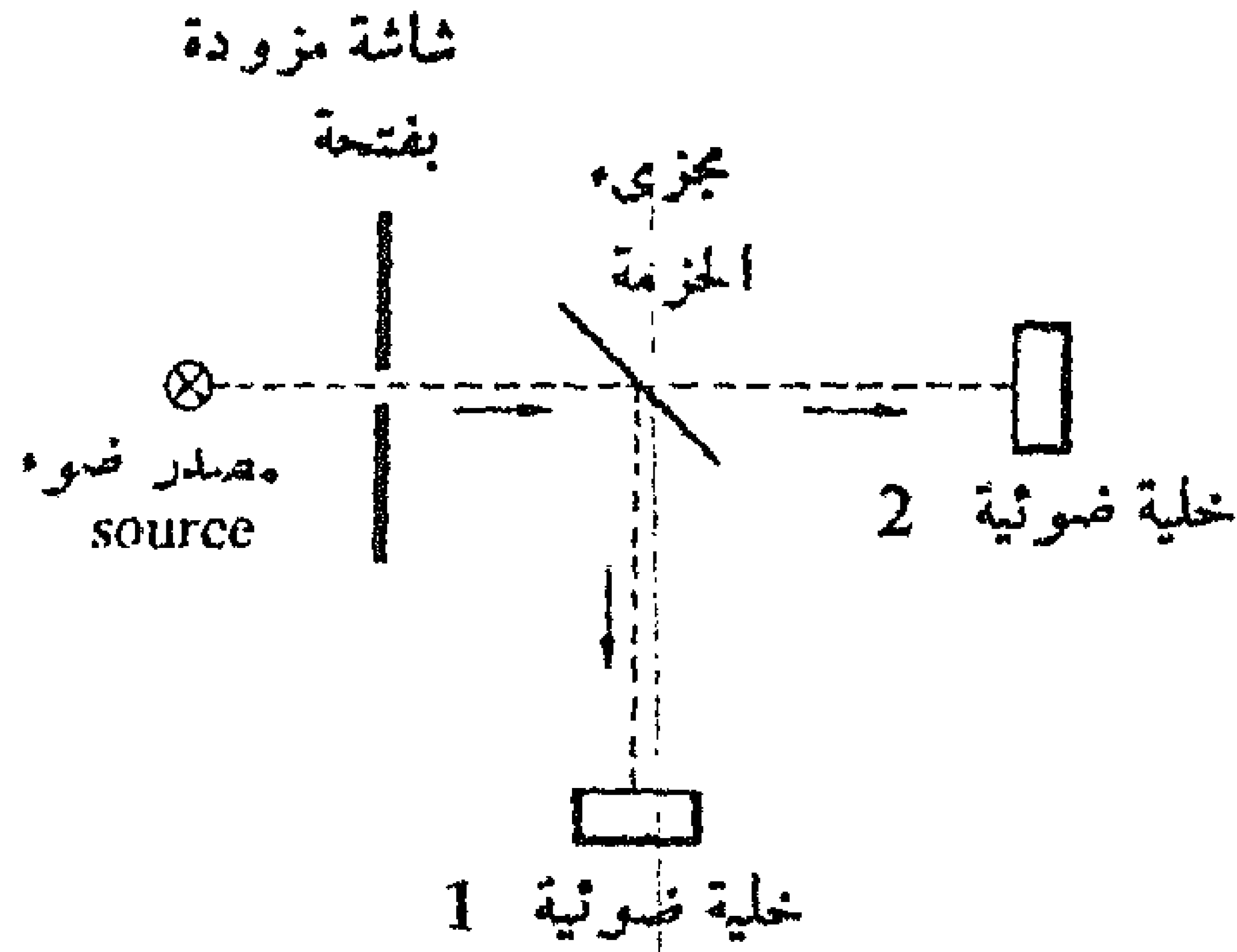


روبــرت أنــدروز ميليكان (Robert Andrews Millikan) ولد في عام ١٨٦٨ في موريسون ، بالبينوى ، وتوفى عام ١٩٥٣ . بعد دراسته في الولايات المتحدة وألمانيا ، شغل ميليكان منصب الأستاذية في جامعة شيكاغو وفيما بعد في معهد كاليفورنيا للتكنولوجيا) باسادينا . ميليكان معروف على وجه الخصوص لتعيينه لشحنة الإلكترون ، ولشغله على التأثير الكهرضوئى . وقد تسلم جائزة نوبل في عام ١٩٢٢ .

(صورة بالإذن من *Professor L. B Loeb, Berkeley*)

اعتبر الآن مايحدث عندما يصل رتل موجة واحد إلى المرآة . على أساس النموذج الكلاسيكى ، نتوقع أن ينقسم إلى جزءين ، وبطريقة من شأنها أن تجعل الطاقة المحمولة بجزء الموجة النافذة مساوية لنصف طاقة رتل الموجة الساقط . وعلى هذا فإن الخلية الضوئية 2 لن تطقطق على الإطلاق !

هذا التنبؤ ، المبنى على النظرية الكلاسيكية ، يكون على خلاف واضح مع الخبرة . فالضوء الذى يمر خلال الفتحة لايزال أزرق اللون وذا تردد ω ، والمسجل المتصل بالخلية 2 يطقطق بالفعل طالما كان $\hbar\omega > E_{\min}$ مما يوضح بأن طاقة الضوء المار تأتى في حزم مقدارها $\hbar\omega$. وما يحدث بالفعل عندما ندخل مجزىء الحزمة (المرآة) هو أن معدل العد يكون فقط نصف قيمته في حالة عدم وجوده .



شكل ٣٥ أ شكل تخطيطى لتوضيح المناقشة الواردة فى بند ٣٥ . حزمة الضوء من المصدر تنقسم إلى جزأين بواسطة مجزيء الحزمة ، الذى يمكن أن يكون مرآة نصف مفضضة . هل تنقسم الفوتونات المنفردة ؟

٣٦ – إلى أية درجة مقنعة يكون الدليل بأن الفوتونات لايمكن أن تنقسم باستخدام النسق التجريبى المبين فى شكل ٣٥ أ أو باستخدام أى تجهيز آخر من نوع مماثل ؟ الدليل جيد إلى حد كبير ، وفى الحقيقة تجارب انقسام – الفوتون مستمرة طول الوقت . وكل عنصر ضوئى يحتوى على خلية ضوئية ، أو لوح فوتوغرافى ، يمكن اعتباره بمثابة جهاز نحاول فيه تجزيء الفوتونات ، ولكنها محاولات فاشلة . وأبسط المشاهدات لهذا النوع من المحاولات هى مشاهدة التأثير الكهرضوئى عند مسافات مختلفة r من مصدر الضوء . إذا كانت الذرة مشابهة للهوائى فإنها تبعث ضوءاً على شكل رتل موجة كروى . وتكون شدة الضوء المنبعث متناسبة مع $1/r^2$ ، وفى التصور الكلاسيكى تكون الطاقة المحمولة برتل موجة واحدة خلال وحدة المساحات عند مسافة r متناسبة مع $1/r^2$. وحيث أن الخلية الضوئية لها مقطع مستعرض محدود ، فإنه يبدو ممكناً بمجرد وضع الخلية الضوئية على مسافة كبيرة بما فيها الكفاية أن نجعل كسر الطاقة فى رتل الموجة – الذى يحتمل أن يكون نشطاً داخل الخلية الضوئية – صغيراً بالدرجة التى نريدها ، وعند جهد إعاقة ثابت ، نجد أن الخلية الضوئية تكف تماماً عن التسجيل بمجرد أن تزيد المسافة عن حد معين . هذا بالتأكيد هو مالا نلاحظه : كل مايحدث هو أن معدل التسجيل يتضاءل مع $1/r^2$. ربما كان أكثر الأمثلة وضوحاً هو ملاحظة التأثير الكهرضوئى لضوء منبعث من نجم بعيد . فرتل الموجة قد انبعث منذ آلاف السنين ، وقد انتشر ليغطى جزءاً كبيراً من الفضاء . فقط جزء ضئيل جداً من الطاقة المحملة فى رتل الموجة يمكنه أن يصل إلى الخلية الضوئية خلال التلسكوب . وبالرغم من هذا فقد وجد أن كمية الطاقة التى تمنح لإلكترون فى الخلية الضوئية هى $\hbar\omega$ تماماً كما لو كان المصدر عبارة عن مصباح قريب من الخلية الضوئية .

٣٧ – إن أى محاولة لتفسير هذه الحقائق على نحو يشمل تأثيراً تراكمياً يمكن فيه أن تقوم كسور فوتونية كثيرة جداً بنقل كمية صغيرة من الطاقة للإلكترون الموجود على السطح الحساس للضوء وبكيفية قد تؤدى إلى طرد الإلكترون عندما تكون الطاقة المتراكمة كبيرة لدرجة كافية هو تفسير ضعيف لايمكن الدفاع عنه . وإذا كان هذا هو التفسير فإن التأثير التراكمى يجب أيضاً أن يظهر أثره عندما يوضع جهد الإعاقة بحيث تكون $E_{min} > 100\hbar\omega$ ، وهو بالتأكيد مالا نلاحظه : فالخلية الضوئية لاتسجل على الإطلاق إذا كان جهد الإعاقة كبيراً جداً .

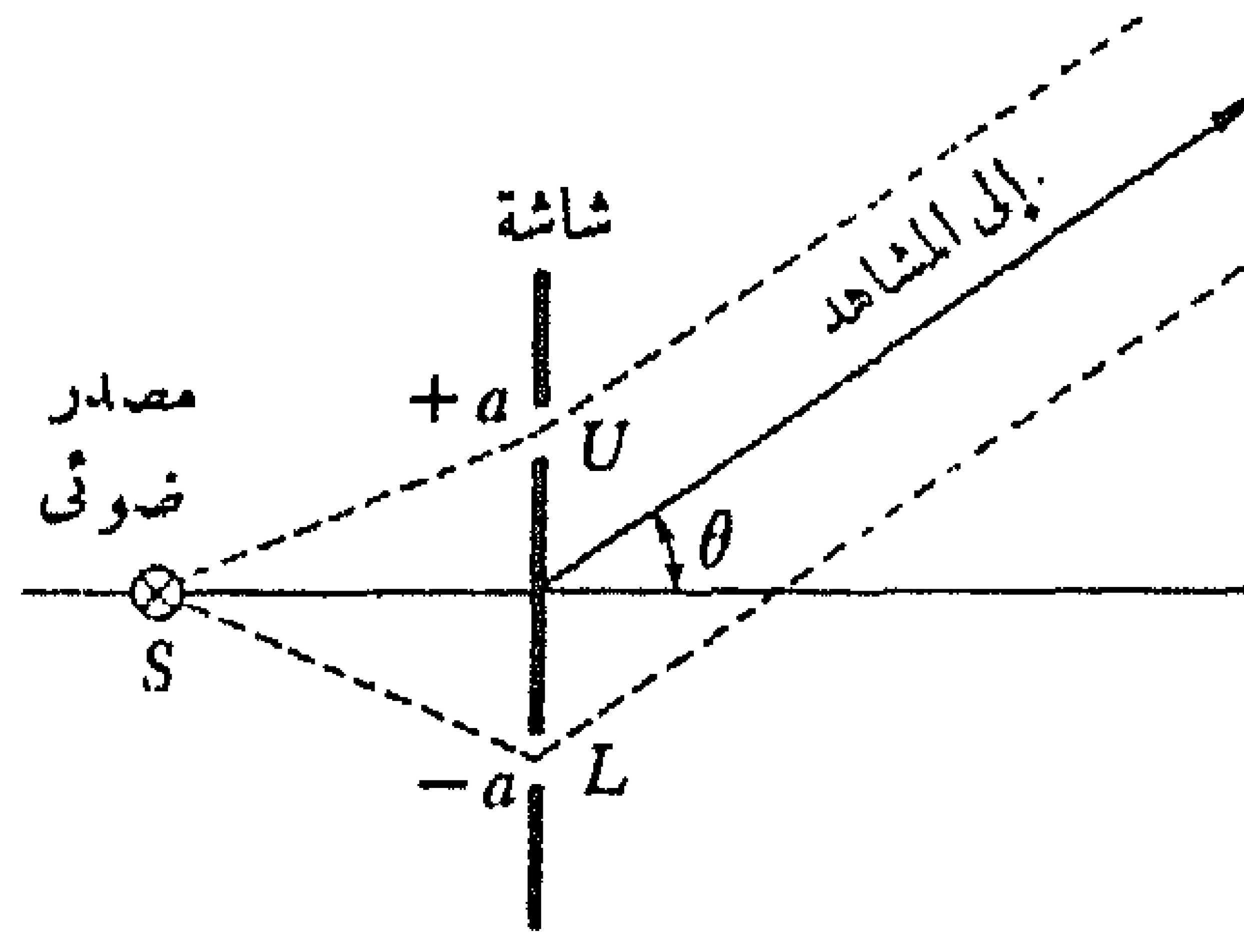
٣٨ – وعلى ذلك فالحقائق التجريبية المرتبطة بالتأثير الكهرضوئى تؤدى إلى النتيجة التى لامفر منها ، وهى أن الفوتونات أحادية اللون **لايمكن** أن تنقسم إلى اثنين من الفوتونات بنفس التردد ويحمل كل منهما كسراً من طاقة الفوتون الأصلى : فالفوتونات لاتسلك سلوك أرتال الموجة الكلاسيكية فى هذا الصدد . هذه النتيجة قد زاد فى تعزيزها تلك النتائج التجريبية الخاصة بتأثير كومبتون وانبعاث شعاع X ، إنتاج أزواج الجسيمات وفنائها التى ناقشناها مبكراً فى هذا الفصل . وقد أوردنا فى تحليلنا النظرى لهذه الظواهر افتراضاً محدداً بأن العلاقة $E = \hbar\omega$ دائماً صحيحة ، أى أن « الفوتونات الكسرية » ليس لها وجود ، وعلى هذا الأساس يمكننا بالفعل أن نفهم كثيراً من الحقائق التجريبية .

لابد إذن من وجود خطأ ما فى الأفكار الكلاسيكية ، ونحن نريد أن نجد بالضبط ماهو ذلك الشىء الذى يستوجب التغيير . ويجدر بنا عند هذه النقطة أن نكون حذرين فى ألا نستخلص نتيجة هوجاء . دعنا بدلا من ذلك نعتبر بعض حقائق تجريبية أخرى لها علاقة بموضوع ما إذا كانت الفوتونات يمكن أن « تنقسم » فقد أوضحت مناقشتنا حتى الآن لبعض التجارب المحددة بأن الفوتونات لايمكن أن تنقسم . وهذا لايستبعد احتمال أن هناك بعض تجارب أخرى قد توحى بأن فوتونات يمكن أن « تنقسم » .

٣٩ – لنعتبر تجربة الحيود ثنائية الفتحة ، مثل تلك المبينة تخطيطياً فى شكل ٣٩ أ . إذ تحتوى الشاشة المعتمة على فتحتين U و L عموديتين على مستوى الصفحة وينير المصدر الضوئى S الفتحتين بضوء « فوتونات ذى تردد محدد تماماً ω . وللسهولة نفترض أن الفتحتين متماثلتان فى الاتساع ، وبعرض صغير بالنسبة للطول الموجى . بالإضافة إلى ذلك افترض أن الانفصال $2a$ بين الفتحتين يقع فى حدود الطول الموجى $\lambda = 2\pi c/\omega$.

سنجرى قياسات شدة الضوء الحائد كدالة فى زاوية المشاهدة θ عند مسافة r من الشاشة تكون كبيرة بالنسبة إلى المسافة بين الفتحتين $2a$.

لقياس هذه الشدة ، يمكننا أن نتصور بأننا نستخدم خلية ضوئية : عندئذ تتناسب الشدة مع معدل العد الذى تسجله الخلية .



شكل ٣٩ أ شكل تخطيطى جداً لتوضيح مناقشتنا لحيود ثنائى – الفتحة .
هل يمر الفوتون المفرد خلال واحدة فقط من الفتحات ، أو هل بإمكانه أن يمر خلال كليهما كما تقترح صورة رتل الموجة الكلاسيكية ؟ هل يتغير شكل حيود ثنائى الفتحة عندما تقل شدة الضوء الساقط ؟

٤٠ – دعنا نر الآن ماذا تقول النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بخصوص توزيع الشدة على يمين الشاشة . الفرض بأن عرض الفتحات يكون صغيراً إذا قورن بالطول الموجى يعنى بأننا إذا حجبنا أياً من الفتحتين ، فإن التوزيع الزاوى للإشعاع الحائد يكون دالة منتظمة فى الزاوية θ . دع A_0 ترمز لسعة الموجة الحائدة فى الحالة التى توجد فيها فتحة واحدة فقط ، أما الفتحة العلوية أو السفلية المبينتين فى شكل ٣٩ أ .

$A_0 = A_0(r, \theta)$ تكون ، بالطبع ، دالة فى r و θ وباستخدام التمثيل المركب ، يمكننا أن نكتب

$$A_0 = f(r,\theta)\, e^{-i\omega t} \qquad (٤٠\ أ)$$

حيث تصف الدالة $f(r, \theta)$ اعتماد السعة على الموضع . وباستخدام التجهيز التجريبى الموضح فى شكل ٣٩ أ تكون الموجة المرصودة عند مسافة كبيرة من الشاشة عبارة عن مجموع الموجتين الواردتين من الفتحتين . وهما متساويتا السعة ، ولكن الموجة الواردة من الفتحة السفلية تكون متخلفة فى الطور بمقدار $4\pi a/\lambda \sin\theta$ بالنسبة للموجة الواردة من الفتحة العلوية . وسعة الموجة المجمعة تكون على هذا

$$A = f(r,\theta)e^{-i\omega t}\left[\exp\left(\frac{i\omega a}{c}\sin\theta\right) + \exp\left(-\frac{i\omega a}{c}\sin\theta\right)\right]$$

$$= 2A_0\cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\sin\theta\right) \qquad (٤٠\ ب)$$

شدة الإشعاع الحائد تتناسب مع المربع المطلق للسعة ، وبناء على هذا نحصل على

$$I(r,\theta) = |A|^2 = 4I_0(r,\theta)\cos^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\sin\theta\right) \qquad (٤٠\ جـ)$$

حيث

$$I_0(r,\theta) = |A_0|^2 \qquad (٤٠\ د)$$

هى الشدة المرصودة باستخدام فتحة واحدة . وعلى هذا تكون الشدة $I(r, \theta)$ فى تجربة حيود الفتحتين مساوية لحاصل ضرب الشدة فى تجربة الفتحة الواحدة والعامل $[4\cos^2 [2\pi/\lambda) \sin\theta]$ ، الذى يصف تأثير تداخل الموجتين الواردتين من الفتحتين . ونلاحظ أنه بسبب هذا التداخل سوف نشاهد شدة مقدارها صفر فى اتجاهات معينة ، بشرط أن يكون $4a/\lambda > 1$. وفى اتجاهات أخرى معينة ستصل الشدة إلى أربعة أضعاف ماهى عليه لتجربة الفتحة الواحدة . ونحن هنا نهتم على وجه الخصوص بتأثيرات التداخل هذه ، كما وصفت بالعلاقة (٤٠ جـ) . أن تكون الشدات I و I_0 مرتبطة بهذه الكيفية هو جوهر تنبؤنا الكلاسيكى .

٤١ – باعتبار ماتعلمناه حول استحالة « انقسام » الفوتونات فقد نكون مضطرين لاستخلاص أن التنبؤ الكلاسيكى الذى تحتويه المعادلة (٤٠ جـ) لابد وأن يكون خاطئاً . ويمكننا التدليل كما يلى . كل فوتون يجب أن يمر خلال فتحة واحدة من الفتحات لأن الفوتونات لايمكن أن تنقسم . إفرض أن فوتوناً معيناً يمر خلال الفتحة العليا . فى تلك الحالة لايمكن أن يكون لوجود الفتحة السفلى أى تأثير على انحراف الفوتون ، ونمط الشدة لكل الفوتونات المارة خلال الفتحة العلوية يجب أن يعطى بـ $I_0(r, \theta)$ ، وبالمثل بالنسبة للفوتونات التى تمر خلال الفتحة السفلية ، وقد يمكننا أن نستنتج أن الشدة I^* بكلتاة الفتحتين تكون معطا بالعلاقة

$$I^*(r,\theta) = 2I_0(r,\theta) \qquad (٤١\ أ)$$

ولقد رمزنا للشدة المتوقعة بالرمز I^* لتدل على أننا قد وصلنا إلى هذا التنبؤ عن طريق رفضنا للأفكار الكلاسيكية التى أدت إلى التنبؤ بالمعادلة (٤٠ جـ) . والآن يجب على القارىء ملاحظة أننا لم نقل أننا مجبرون على قبول النتيجة (٤١ أ) بناء على مناقشتنا السابقة لانقسام الفوتون : لكنها مجرد رغبة لاستكشاف هذه الإمكانية .

٤٢ – الدليل التجريبى يكون فى النهاية فى صف تنبؤ النظرية الموجية (٤٠ جـ) . ويمكننا أن ننظر إلى تجربة فتحتى الحيود البسيطة على أنها نموذج يقتدى به لمجموعة كبيرة من تجارب الحيود نذكر من بينها قياسات محزوزة الحيود وتجارب حيود أشعة X بالبلورات . تنص المعادلة (٤١ أ) على أن الموجات الحائدة بواسطة الفتحتين لاتتداخل مع بعضها البعض ، وإذا كان هذا التنبؤ صحيحاً بالنسبة لتجربة الفتحتين فمن الواضح أن يترتب على ذلك عدم استطاعتنا رؤية أى من تأثيرات التداخل فى محزوز الحيود أو البلورات كذلك .

قبل أن نرفض التنبؤ (٤١ أ) كخطأ مطلق يجب أن نعلق على مايلى : أليس من المحتمل أن تكون الحالة هى أن ظاهرة التداخل التى تصفها المعادلة (٤٠ جـ) تنشأ بسبب بعض أنواع التفاعل بين فوتونات كثيرة ؟ فعند استخدام مصدر ضوء شديد بدرجة كبيرة يكون لدينا عدد من الفوتونات العابرة فى نفس الوقت ، أى أن عدداً من الفوتونات يمر خلال الفتحتين فى نفس الوقت ، وقد نتساءل عما إذا كانت تأثيرات التداخل هى احتمال ظواهر وجود وفرة من الفوتونات . هذا اللون من التفكير يقودنا إلى أن نستدل عما إذا كان التنبؤ (٤١ أ) سيكون صحيحاً فى حالة مصادر ضوء خافتة إلى حد كبير ، بحيث أن فوتوناً واحداً فقط فى المرة الواحدة يكون فى حالة عبور ، وأن التنبؤ (٤٠ جـ) صحيح بالنسبة لمصادر كافية الشدة . وبقول آخر : هل يمكن أن تتغير طبيعة نمط الحيود من تلك التى تصفها المعادلة (٤٠ جـ) إلى تلك التى توصف بالمعادلة (٤١ أ) بمجرد أن نقلل شدة المصدر ؟ الإجابة على هذا السؤال تكون بلا : لايوجد أبسط دليل على أن نماذج الحيود قد تتغير طبيعتها عندما تؤول شدة الإشعاع إلى الصفر . فالنتائج المتراكمة لتجارب الحيود والتداخل تؤيد ، مجالا معقولا للشك ، الأفكار التى قام على أساسها التنبؤ (٤٠ جـ) .

٤٣ – فى عام ١٩٠٩ أجريت تجربة ترتكز أساساً على هذا السؤال بواسطة ج.أ. تيلور+ (G.I. Taylor)، فقد استطاع أن يصور نموذج الحيود فى ظل إبرة مضاءة بمصدر ضوئى ضعيف جداً . وكان زمن التعريض فى إحدى هذه التجارب هو 2000 ساعة ، أى حوالى 3 شهور . أى أن شدة الضوء كانت ضعيفة لدرجة أن عدداً صغيراً جداً من الفونونات يمكن أن يكون موجوداً بالفعل خلال الجهاز عند أية لحظة زمنية . وكان نمط الحيود الناتج ، على أى حال ، واضحاً ومحدداً تماماً مثل النمط الناتج باستخدام مصدر ضوئى شديد . أما التحليل النظرى الدقيق لتجربة تيلور فقد كان يحتوى إلى حد ما على الدهاء (بين أشياء أخرى لأن وصفه لما أجراه بالفعل لم يكن بتفصيل كاف) ونحن لن نحاوله هنا . ولكن يمكننا على أى حال أن نجزم بثقة بأن شدة الضوء كانت بالفعل منخفضة لدرجة أنه إذا كانت طبيعة نمط الحيود تتغير حقيقة عندما يكون عدد الفوتونات قليلا أثناء العبور فقد كان من الواجب أن يظهر هذا التأثير فى التجربة . وكما قلنا ، لم يكن هناك إيماءة ولو بسيطة لمثل هذا التأثير .

+ G. I. Taylor, "Interference Fringes with Feeble Light," *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 15, 114 (1909).

نريد التنويه بأن اعتقادنا بأن أنماط الحيود لاتنشأ كنتيجة لبعض أنواع التفاعلات بين عدد كبير من الفوتونات لايرتكز فقط على تجربة تيلور ، ولكنه يرتكز على عدد كبير من تجارب أخرى للحيود نستطيع أن نصفها وصفاً صحيحاً بناء على الصورة الموجية ، بصرف النظر عن شدة الإشعاع المستخدم .

٤٤ – دعنا الآن نحاول أن نصيغ نظرية بسيطة نستطيع فى حدودها أن نعلل للنتائج التجريبية التى ناقشناها حتى الآن ، ونظريتنا تسير كما يلى :

I – الإشعاع أحادى اللون تقريباً ، ذو التردد التقريبى ω ، المنبعث من مصدر ضوئى يمكن تصوره على أنه مكون من « حزم للإشعاع » متقطعة يطلق عليها إسم فوتونات .

II – الانتقال فى الحيز لكل فوتون يوصف وصفاً صحيحاً بمعادلات ماكسويل للنظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . ولخدمة أغراض هذا الوصف يمكن النظر إلى كل فوتون على أنه رتل موجة معرفة بالمجالين المتجهين $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ و $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ اللذين يحققان معادلات ماكسويل بشروط خاصة معينة ملائمة للحالة الفيزيائية المعنية . وبوجه خاص ، تعانى الفوتونات حيوداً بواسطة الحواجز ، ويكون ممكناً وصف الموجات الحائدة من خلال نظرية كلاسيكية . والموجة الساقطة على مرآة نصف مفضضة ، أو على شاشة مزودة بفتحتين ، سوف « تنقسم » بالفعل إلى موجتين ، ويمكن لهاتين الموجتين أن يتداخلا مع بعضهما البعض كما تتنبأ بذلك النظرية الكلاسيكية .

III – أن تعليل مجموع مربعات السعات $\mathbf{E}$ و $\mathbf{B}$ على أنها ممثلة لكثافة الطاقة المصاحبة للفوتون فى الحيز تعليل غير صحيح . فهذه الفكرة الكلاسيكية خاطئة . وبالبديل عن ذلك ، تعلل كل كمية متوفقة على مربع سعة الموجة على أنها كمية متناسبة مع احتمال حدوث شىء ما . على سبيل المثال ، التكامل لمجموع مربعرت السعات $\mathbf{E}$ و $\mathbf{B}$ على إحدى المناطق المحدودة فى الحيز لا تساوى الطاقة التى يحملها الفوتون فى هذه المنطقة ، ولكنها بالبديل تتناسب مع احتمال أن الفوتون سوف يشاهد فى هذه المنطقة . إذا حاولنا أن « نمسك » به بواسطة خلية ضوئية . بالمثل يعاد تعليل الفيض المحسوب كلاسيكياً للإشعاع المار خلال ثقب فى شاشة بأنه متناسب مع احتمال أن الفوتون يمكن الكشف عنه إذا ما وضعنا خلية ضوئية خلف الثقب مباشرة .

IV – إذا أمكن الكشف عن الفوتون (بخلية ضوئية) فى أى مكان من الحيز فإن الطاقة التى تصل إلى المكشاف تكون دائماً مساوية للمقدار $\hbar\omega$. وحيث أن احتمال الكشف عن الفوتون يكون متناسباً مع مجموع مربعات السعات $\mathbf{E}$ و $\mathbf{B}$ فإننا نستخلص أن تكامل الطاقة الكلاسيكية على منطقة ما تساوى حاصل ضرب الطاقة المحمولة بالفوتون مع احتمال وجود الفوتون فى هذه المنطقة . وعلى هذا ، فإذا حافظنا على أن يكون مصدر الضوء ثابتاً لفترة طويلة من الزمن بحيث ينبعث عدد كبير من الفوتونات ، فإن الطاقة المتوسطة التى يمكن ملاحظتها فى منطقة ما تساوى بالفعل الطاقة المحسوبة كلاسيكياً فى المنطقة .

٤٥ – لقد انحرفنا الآن عن أفكار النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . والفكرة الجديدة التى قدمناها هى التعليل الاحتمالى للكيات التى تعتمد على مربع سعات المجال الكهرمغناطيسى . ويمكننا أن نستمر فى دراسة

انتشار الفوتونات فى الحيز بدلالة معادلات ماكسويل ، ولكننا نمتلك الآن تعليلا جديداً لكثافة الطاقة المحسوبة كلاسيكياً ولفيض طاقة الإشعاع المحسوب كلاسيكياً . هذه الكميات يجب تفسيرها على أنها الكميات المتوسطة التى نشاهدها عند التعامل مع عدد كبير جداً من الفوتونات . وبالتالى فإن النظرية الكلاسيكية تبدو صحيحة فى تجربة نقيس فيها فقط هذه المتوسطات بدون إجراء محاولة لرصد الفوتونات كل على حده . ومن ناحية أخرى ، يتضح على الفور قصور النظرية الكلاسيكية ، إذا كنا نشاهد بالفعل الفوتونات المفردة ، باستخدام خلية ضوئية .

٤٦ — دعنا نر الآن كيف يمكننا أن نصف الحقائق المشاهدة فى بعض الحالات التى لايتبادر إليها الشك بدلالة أفكارنا الجديدة . لذلك نعتبر الحالة التى ناقشناها فى بند ٣٦ حيث شاهدنا التأثير الكهرضوئى عند مسافات مختلفة من مصدر ضوء ثابت موضوع عند نقطة الإصل . ولنفرض أن المصدر أحادى اللون تقريباً ، وأنه يبعث فى المتوسط N من الفوتونات لوحدة الزمن بتردد قدرة ω ، وأن الخلية الضوئية موضوعة عند مسافة ثابتة من المصدر ومتصلة بمسجل يمكننا من إحصاء عدد الفوتونات التى يتم الكشف عنها بالخلية .

اعتبر الآن أحد الفوتونات النمطية المنبعثة من المصدر . الذى يمكن اعتباره كزتل موجة ذات أجل محدود ، منتشرة فى كل اتجاهات الحيز ، وتحمل طاقة كلية قدرها $\hbar\omega$. وعندما نحسب كلاسيكياً فيض الطاقة الكلى E_c الذى تحمله هذه الموجة إلى داخل الخلية الضوئية ، نجد أنه كسر معين $q = E_c/\hbar\omega$ من الطاقة الكلية المنبعثة إلا أنه بناء على تفسيرنا الجديد للكميات التى تتوقف تربيعياً على سعة الموجة ، تكون q فى الحقيقة مساوية لاحتمال وجود الفوتون فى الخلية الضوئية . (يمكننا للسهولة اعتبار أن خليتنا الضوئية ذات كفاءة عدية قدرها 100 بالمائة ، فى مثل هذه الحالة فإن q تساوى احتمال أن يطقطق العداد عند انبعاث فوتون من المصدر) .

لكل فوتون منبعث من المصدر لايمكننا التنبؤ فيما إذا كان العداد سوف يطقطق بالفعل أم لا ، ولكننا نستطيع القول بأن احتمال أن يحدث هذا هو q . فإذا ماطقطق العداد فإن كمية الطاقة المتنقلة من المصدر إلى الخلية الضوئية تساوى $\hbar\omega$ وبناء على ذلك يكون على ذلك يكون متوسط القدرة المتنقلة من المصدر إلى الخلية الضوئية ، عند الاحتفاظ بثبوت المصدر ، تساوى $W_{av} = qN\hbar\omega = NE_c$. هذه القدرة المتوسطة تكون على اتفاق مع التنبؤ الكلاسيكى .

الكمية E_c المحسوبة كلاسيكياً تكون بطبيعة الحال متناسبة مع $1/r^2$ ، حيث r هى المسافة من المصدر إلى الخلية الضوئية . وبالتالى فإن $q = E_c/\hbar\omega$ تكون أيضاً متناسبة مع $1/r^2$ ، وحيث أن معدل عد الخلية يساوى qN فإن معدل العد يتناسب عكسياً مع مربع المسافة ، مما يتفق مع مانشدهده بالفعل .

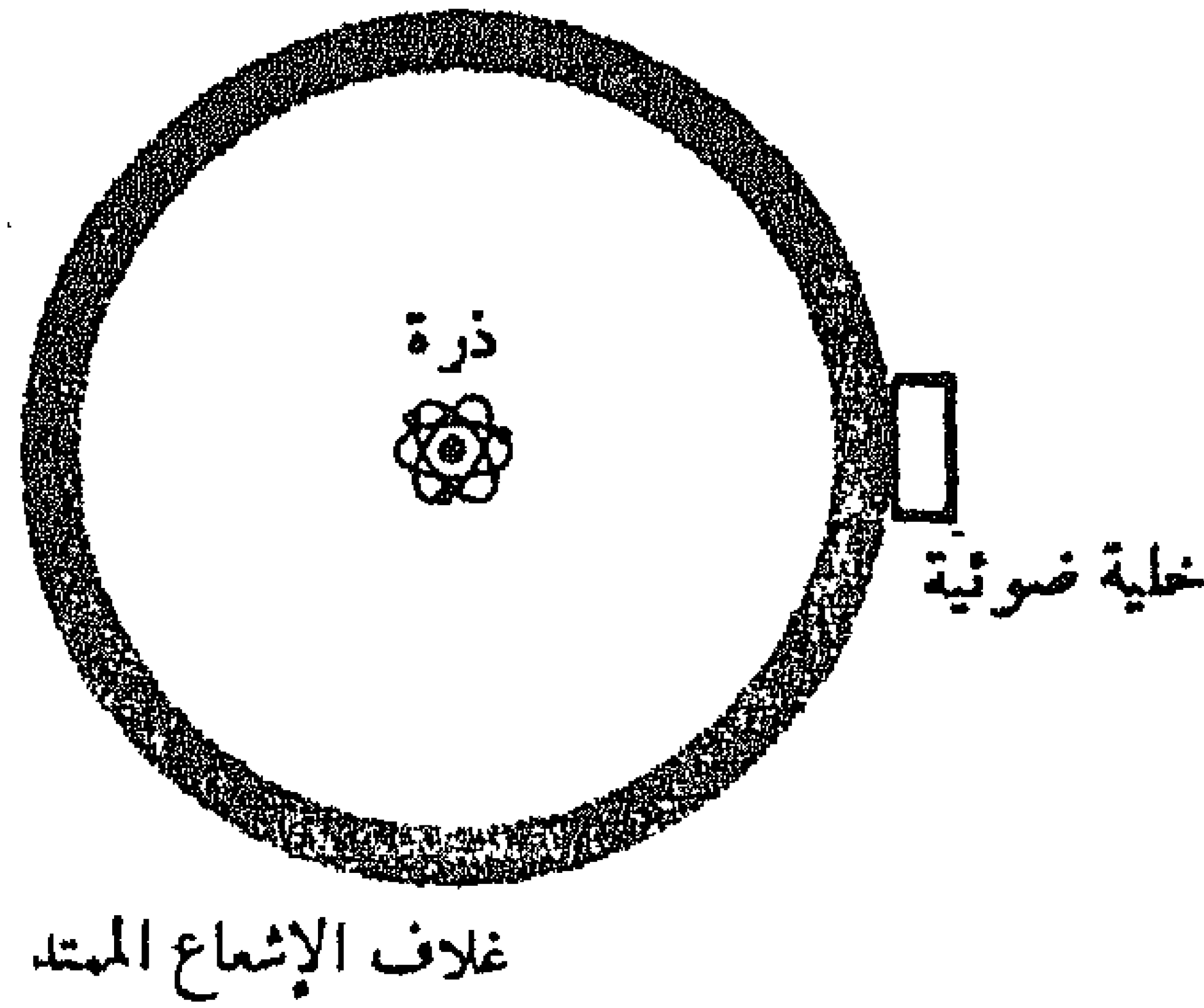
٤٧ — قد يشعر كثير من الناس بأن هناك شيئاً من التناقض الظاهرى حول الأمور الموصوفة أعلاه . ودليلهم على ذلك هو مايلى : بفرض أن المسافة qN كبيرة جداً ولتكن سنة ضوئية واحدة .

فالفوتون — بعد أن يكون قد انبعث — ينتشر مثل غلاف كروى . وفى خلال الزمن الذى تستغرقه الموجة لكى تصل إلى الكشاف تكون الطاقة التى تحملها قد توزعت فوق منطقة كبيرة جداً فى الحيز ، ولنقل مثلا خلال غلاف كروى نصف قطره سنة ضوئية واحدة . كيف يتأتى عندئذ أن تصبح فجأة الكمية الكلية للطاقة

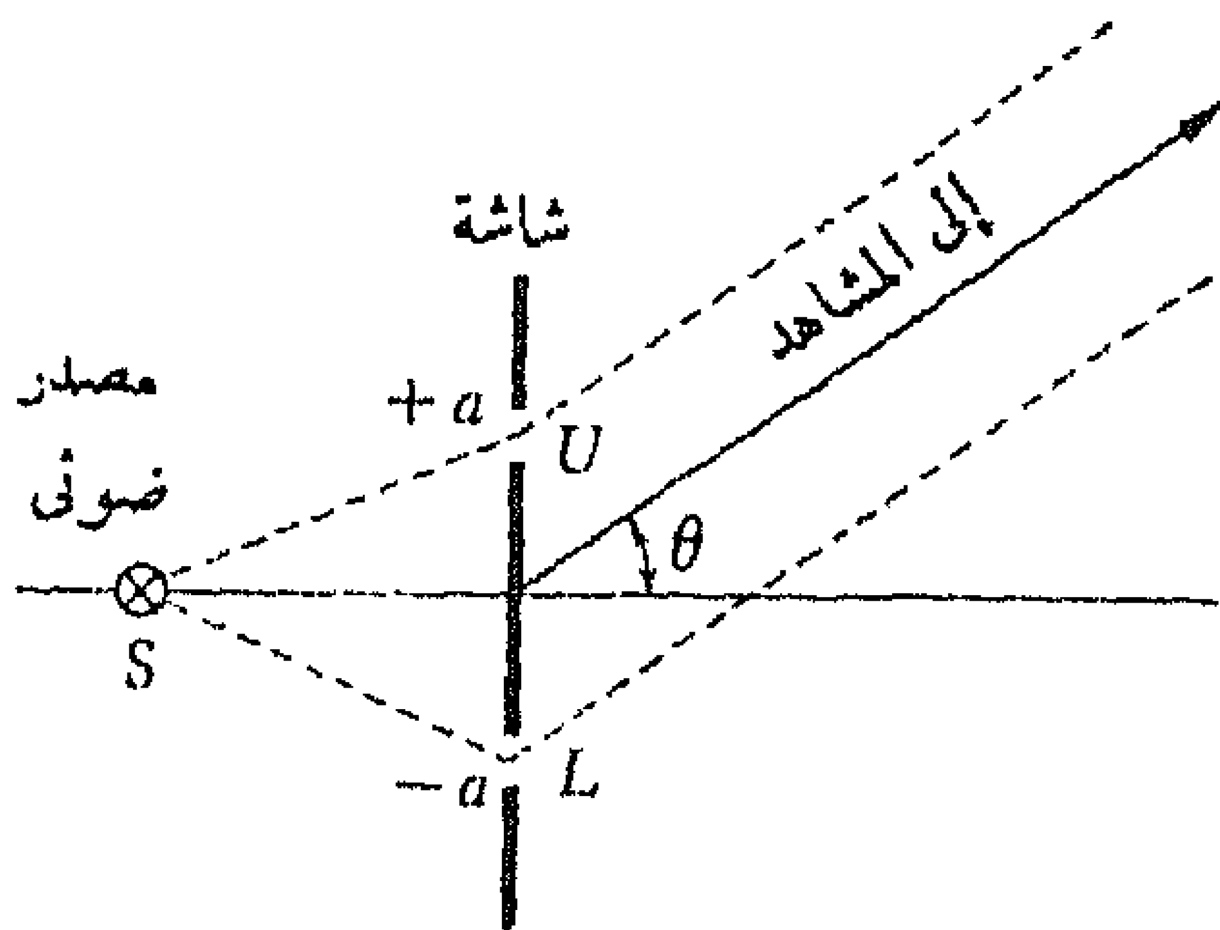
مركزة فى داخل الخلية الضوئية فى الحالة التى تسجل فيها الخلية بالفعل : ألا يستغرق هذا أكثر من عام لكى تصل الطاقة التى فى الجانب البعيد للغلاف إلى الخلية ، وإلا فإننا نخالف المبدأ بأنه لاتوجد إشارة يمكنها الانتقال بسرعة أكبر من سرعة الضوء .

أن الزيف فى هذا النوع من التبرير يرجع إلى الاعتقاد فى التعبير الكلاسيكى لكثافة الطاقة بدلالة المجالات الكهرمغناطيسية . يجب أن نتذكر أن الغرض الكلى من تقديم مفهوم المجال الكهرمغناطيسى فى الفيزياء هو أن نصف التفاعلات بين الشحنات . وفى الجزء الثانى من سلسلة بيركلى ، تعلمنا أنه مفهوم مريح ، وتعلمنا أيضاً بأن من المريح أن نتصور فى بعض الأحيان (فى الحالات النمطية الميانية) أن الطاقة تتوزع فى الحيز بكثافة تتناسب مع مربع سعة المجال . ولم تكن هناك مناقشة فى الجزء الثانى لحقيقة فيزيائية تقول بأننا يجب أن نتقبل هذه الفكرة حرفياً . ونحن نعرف الآن بأن التعبير الكلاسيكى لكثافة الطاقة يشير إلى القيمة المتوسطة لكثافة الطاقة التى يمكن ملاحظتها لعدد كبير جداً من الفوتونات ولكنها لاتصف كثافة الطاقة المصاحبة لفوتون واحد .

السؤال الحقيقى هو هذا : ماهى القوانين التى تحكم انتقال الطاقة من ذرة فى المصدر إلى الكترون فى المكشاف؟ هذا هو مانحن بصدد دراسته وقد اكتشفنا لتونا بعض ملامح هذه القوانين .



شكل ٤٧ أ الذرة المبينة فى المركز ، بعثت ضوءاً منذ سنة واحدة ، وبناء على ذلك يكون نصف قطر الغلاف الكروى للاشعاع سنة ضوئية واحدة . أنه على وشك الوصول إلى الخلية الضوئية التى على اليمين . فإذا ماسجلت الخلية ، فإن الطاقة الكلية للموجة تكون قد تركزت فجأة فى الخلية . كيف يكون هذا ممكناً ؟ كيف يمكن للطاقة من الجانب البعيد للغلاف أن تصل إلى الخلية الضوئية فى زمن أقل من سنتين .



ويتضح « التناقض » إذا تخلينا عن الفكرة الكلاسيكية بأن كثافة الطاقة تكون متناسبة مع مربع سعة المجال . فبناء على النظرية الكمية يكون انتقال الطاقة من الذرة إلى الخلية محكوماً بقانون احتمالى ، ويجب تفسير مربع سعة المجال على أنها كثافة احتمالية .

٤٨ — دعنا نعد إلى تجربة الحيود التى ناقشناها فى البنود ٣٢ — ٤٢ . وافرض أننا نشاهد الفوتون فى أحد الاتجاهات θ بواسطة خلية ضوئية . وبواسطة ملاحظة معدل العد كدالة فى θ (مع الاحتفاظ بثبوت المصدر) يمكننا مشاهدة نمط الحيود . افرض الآن أن العداد قد طقطق لتوه . سؤال : من خلال أية فتحة ورد هذا الفوتون ؟ جواب : لقد أتى من خلال الفتحتين : جزيئاً خلال الفتحة U وجزيئاً خلال الفتحة L .

هذه الإجابة متفقة تماماً مع نظريتنا البسيطة الواردة فى بند ٤٤ أما إذا كان الجسم قيد البحث عبارة عن كرة من البلياردو التى تخضع لقوانين الميكانيكا الكلاسيكية فإن الإجابة تكون بمثابة صدمة . ولكن ، بما أننا ، على أى حال ، نتعامل مع فوتونات فليس هناك مايثير الدهشة حول هذه الإجابة : أنها ببساطة تطابق مايحدث بالفعل .

سؤال : هل من الممكن عمل ترتيب ما بحيث نستطيع أن نعرف من خلال أى الفتحات يأتى الفوتون ؟ **إجابة** : نعم وبسهولة متناهية . ببساطة نغطى الفتحة U ، وعندئذ نعرف أن كل الفوتونات التى تم الكشف عنها لابد وأن تكون قد أتت من خلال الفتحة L . إذا نحن فعلنا ذلك ، فإننا بالطبع لانرى نموذج حيود الفتحتين ، ولكن فقط نموذج حيود الفتحة الواحدة . وهذا لايجيب على سؤالنا الحقيقى ، هكذا سيقول القارىء. ونحن نرغب فى أن نؤدى هذه التجربة بمساعدة جهاز ما مبتكر بدون أن نحجب أياً من الفتحتين . ويقول آخر : نريد أن نحافظ على نموذج حيود الفتحتين تماماً بنفس الشكل الذى يكون عليه بدون ذلك الجهاز المبتكر ، ولكن يكون فى استطاعتنا على الرغم من من هذا أن نخبر من خلال أية فتحة يأتى كل فوتون تم إحصاءه . هل يمكن أن نفعل هذا ؟

إفرض أن هذا كان ممكناً . فى تلك الحالة فإننا أولا نغفل ببساطة كل العدات التى جاءت فيها الفوتونات من الفتحة U ومن ثم نرسم نمط الحيود على أساس العدات الباقية ، التى تمثل الفوتونات التى أتت خلال الفتحة L. ماهو الشكل الذى يمكن أن يكون عليه هذا النموذج ؟ أنه قد يشبه نمط حيود الفتحة الواحدة ، لأننا قد احتطنا بأن « شيئاً لم يأت خلال الفتحة U » ، وكأن الفتحة U فى تلك الحالة كانت مغلقة . بالمثل النموذج المحصل بناء على كل العدات المصاحبة للفوتونات التى أتت خلال الفتحة U يجب أن يكون نموذج حيود الفتحة الواحدة. فى حين أن كل العدات المأخوذة سوياً قد تؤدى إلى نموذج مثل الذى تنبأنا به فى بند ٤١ ، أى أن النموذج لايكون نموذج حيود الفتحتين الذى نشاهده بالفعل . لأنه فى التجربة التى نشاهد فيها نموذج حيود الفتحتين لايمكننا أن نستدل من خلال أى الفتحات أتى الفوتون . فالنموذج يمكن أن ينشأ فقط إذا مرت الفوتونات جزئياً خلال كلتا الفتحتين ، وعلى هذا يكون نوعاً من اللغو أن نسأل من خلال أى من الفتحتين أتى الفوتون .

٤٩ — لقد تعلمنا الآن أشياء هامة كثيرة حول سلوك الفوتونات والنظرية البسيطة التى صغناها فى بند ٤٤ هى الخطوة الأولى نحو صياغة نظرية ميكانيكية كمية للإشعاع الكهرمغناطيسى . بالطبع لاتمثل مناقشتنا فى هذا البند القصة الكاملة للكهرديناميكا الكمية : فما زال هناك الكثير لنتعلمه . هناك على وجه الخصوص الكثير مايجب أن يقال حول العمليات التى تتضمن فوتونات كثيرة . وكان هدفنا من هذا الفصل ، على أى حال ، هو الوصول إلى صياغة ميكانيكية كمية أولية بسيطة بدلالتها نستطيع أن نصف معظم الحقائق الأساسية التى لها علاقة بالفوتونات . وهذا هو ما أوضحناه بالفعل . وجوهر نظريتنا هو أنه فى حين أن سعة الموجة المصاحبة للفوتون يمكن مناقشتها من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ، إلا أن كل الكميات التى تتوقف

تريبياً على السمة يجب أن تفسر بدلالة الاحتمالات . والفوتون يمكن أن « ينقسم » بمفهوم أن الموجة يمكن أن تنقسم إلى اثنتين أو إلى عدة أجزاء باستخدام مرآة نصف مفضضة أو بأى وسيلة أخرى ، تماماً كما فى النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . إلا أن الفوتون أحادى اللون تقريباً لايمكن أن « ينقسم » بمعنى أن نستطيع الكشف باستخدام الخلية الضوئية ، عن « الفوتون الكسرى » الذى يحمل فقط كسراً من الطاقة $\hbar\omega$ حيث ω هى تردد الفوتون . هذه الأفكار تشكل خروجاً واضحاً على أفكار النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية وقد يكون من المبالغة على أى حال أن نقول بأن النظرية الكلاسيكية قد انقلبت رأساً على عقب . وإنما اكتشفنا مجرد قصور فى النظرية الكلاسيكية .

ونريد أن ننوه أنه لايوجد هناك تناقض أو غموض على الإطلاق بالنسبة للحقائق التجريبية التى ناقشناها . بالطبع قد نشعر من حين لآخر بنوع من الحيرة أو البلبلة حول مانجده فى الطبيعة ، والسبب فى ذلك يرجع إلى أننا ننظر إلى الحقائق بعقول متحيزة . فنحن لدينا آراء حول ما يجب أن تكون عليه الأشياء ، وعندما لاتتحقق توقعاتنا نشعر عندئذ بعدم الرضا . يجب أن نتعلم على أى حال ، أن نتقبل الأشياء كما هى عليه ، ونحاول أن نجد أوصافاً بسيطة ومتوافقة للظواهر التى نشاهدها .

ويجب أن يفهم القارىء بوضوح بأن أفكارنا النظرية فى هذا الفصل مشتقة من الحقائق التجريبية . وأن نتائج فئة واحدة من التجارب لاتمكننا أبداً من أن نستنتج ، بشكل منطقى صرف ، ماذا يجب أن يحدث فى فئة أخرى مختلفة من التجارب . قد نكون منقادين إلى أن نحدس أو أن نتكهن ، ولكن هذا شىء آخر . ليس هناك سبب فى العالم يبرر ضرورة أن تكون الأشياء بالطريقة التى وصفناها بها فى هذا الفصل . فقد كان من الممكن أن توجد أيضاً حالة الفوتونات الكسرية أو أن يتغير بالفعل سلوك نمط الحيود عندما تقل شدة الضوء .

٥٠ — نحن نختتم هذا الفصل بأن نحث القارىء على التفكير فى القيمة النظرية الجديرة بالملاحظة « لطاقم الضوء » الذى يحتوى على بعض الخلايا الضوئية ، والمزودة بدوائر العد الألكترونية ، محزوز الحيود ، مصادر ضوء أحادية اللون ، وبعض الأجهزة الضوئية القياسية الأخرى . فبمثل هذا الطاقم يمكن أن نتعلم قدراً هائلا عن الفيزياء الأساسية . وباعتبار النسبة العالية لقيمته التعليمية إلى قيمته المادية يعتبر طاقم الضوء منفرداً تماماً بين أجهزة الفيزياء التجريبية .

مراجع لدراسة اضافية

١ — فئة المطبوعات التى تم نشرها بواسطة معهد الفيزياء الأمريكى
American Institute of Physics, 335, East 45 th Street New York, N.Y
تحت عنوان : ملامح إحصائية وكمية للضوء *Quantum and Statistical Aspects of Light* وكما يشير العنوان ، فهذه البحوث تعالج الخواص المختلفة للفوتونات ، وقد يجد القارىء بعضها مشوقاً . كما تتضمن مسحاً قصيراً للأعمال المنشورة .

٢ — نحن نشير مرة أخرى إلى مجموعة كتب عالم الذرة ، أعد للنشر
H. A Boorse and L. Motz Vols I and II (Basic Books, Inc, New York 1966)
مع ترجمات وإعادة طبع كثير من البحوث المبكرة ذات الصلة بمادة موضوع هذا الفصل (مع تعليقات الناشر) .

٣ – الموضوعات التالية فى *Scientific American* يمكن قراءتها بكاملها عند هذه المرحلة من مناقشتنا :

(أ) G. E. Henry : «Radiation Pressure», June 1957, p. 99.

(ب) W. H. Jordan : «Radiation From a Reactor», Oct. 1951, p. 54 (discusses the Cerenkov radiation).

(ﺣ) G. Burbidge and F. Hoyle : «Anti-Matter», April 1958, p. 34.

(د) G. B. Collins : «Scintillation Counters», Nov., 1953, p. 36.

مسائل

١ – ذرة أو نواة ، كتلتها M_i تضمحل بانبعاث فوتون ، فتكون كتلتها النهائية بعد انبعاث الفوتون هى M_f . وقد شوهد الفوتون فى إطار القصور الذى تكون فيه الذرة ساكنة فى البداية : بفرض أن تردد الفوتون هو ω . وبفرض أن التردد معرفة بالعلاقة $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/\hbar$

(أ) بين أن

$$\omega = \frac{(M_i + M_f)}{2M_i}\omega_0 = \omega_0\left[1 - \frac{\omega_0\hbar}{2M_ic^2}\right]$$

(ب) احسب $(\omega_0 - \omega)/\omega$ لخط الطيف الأصفر المنبعث من الصوديوم ، بالمثل احسب $(\omega_0 - \omega)/\omega$ لشعاع جاما المنبعث من نظير الهافنيوم $_{72}Hf^{177}$ بطاقة قدرها 113 keV .

الصيغة السابقة تصف **تأثير الارتداد** عند انبعاث فوتون ، وكما ترى ، يكون تردد الفوتون المنبعث أقل (فى إطار سكون الباعث) من التردد ω_0 للفوتون المنبعث عندما تكون M_f لانهائيه . وهذا التأثير يكون صغيراً جداً فى حالة الفوتونات الضوئية المنبعثة بواسطة الذرات .

٢ – اعتبر عكس العملية التى نوقشت فى المسألة ١ . ذرة أو نواة كتلتها M_f ساكنة فى البداية فى إطار الإسناد المعملى . تمتص فوتوناً تردده ω لتصير الكتلة النهائية للذرة (أو النواة) M_i . افترض مرة أخرى أن $\omega_0 = (M_i - \;)\; c^2/\hbar$. اشتق علاقة بين ω ، ω_0 ، M_i و M_f . لاحظ أن التردد ω يكون قريباً جداً من التردد ω_0 فى حالة التغييرات الصغيرة نسبياً فى الكتلة .

٣ – على أساس النتائج المعطاة فى الرسم البيانى فى شكل ٢٣ أ ، عين h/e إلى درجة الدقة التى يسمح بها دقة الرسم (اعتبر سرعة الضوء كما هى معروفة) .

٤ – اختبر منحنيات كومبتون فى شكل ٢٠ أ . المحور السينى متناسب تقريباً مع الطول الموجى . باستخدام النتائج التى فى الرسم البيانى الثالث ، حاول أن تتنبأ بالنهايات العظمى المزاحة فى الأشكال الثانى والرابع ، وقارن تنبؤك مع المنحنيات الفعلية .

٥ – اختبر الرسوم البيانية فى شكل ١٦ أ . لاحظ أن المحور السينى معبر عنه بطريقتين مختلفتين ، كسرعة و كتردد . وطاقة شعاع جاما المنبعث من نواة Fe^{57} المثارة هى 14.4 keV . بمعلومية هذا ، هل يمكنك أن تربط بين السرعة والتردد فى المقياسين المبينين على الرسم البيانى ؟

٦ – إذا فكرنا فى الرسوم البيانية التى فى شكل ١٦ أ ، فإننا نلاحظ سمة بارزة : وهى غياب تأثير الارتداد الذى ناقشناه فى المسألة رقم 2 . هذه الظاهرة معروفة بتأثير موسبور Mossbauer تكريماً له على اكتشافها+ . هل يمكنك أن تجد تفسيراً ما لهذه الظاهرة ؟ بعد أن تكون قد فكرت فى هذا التفسير يمكنك أن تلقى نظرة على البحوث المنشورة : فهذه الظاهرة جديرة بالاهتمام .

٧ – تستطير أشعة جاما ذات الطول الموجى 0.710 Å فى شريحة رقيقة من الألمونيوم . وقد شوهد الإشعاع المستطير عند زاوية 60^{o} مع اتجاه السقوط . ماهى الأطوال الموجية التى تتوقع أن تراها ؟

٨ – إفرض أن زوجاً من الألكترون – بوزيترون يفنى إلى ثلاثة من أشعة جاما . إذا شاهدنا واحداً من هذه الأشعة فى إطار سكون زوج الألكترون – بوزيترون (نحن نفترض أن الفناء يحدث عندما يكون الإلكترون والبوزيترون تقريباً ساكنين) : ماهى الطاقات المحتملة للفوتون ؟

٩ – تسقط فوتونات عمودية على المستوى الذى يفصل مادة عازلة منتظمة ذات معامل انكسار n عن حيز الفراغ . بفرض أن الفوتونات ذات التردد ω تدخل من ناحية حيز الفراغ :

أ) ماهو تردد ، وطاقة الفوتون فى داخل المادة العازلة .

ب) هل يمكن أن يكون للفوتون كمية حركة داخل المادة العازلة ؟

حـ) إذا كان هذا ممكناً ، أوجد صيغة رياضية لكمية الحركة هذه . كيف يكون ارتباط كمية الحركة بالطول الموجى ، وماهو الطول الموجى فى داخل المادة العازلة .

١٠ – الجسيم المشحون الذى يتحرك فى الفراغ بسرعة منتظمة لايمكنه أن يشع إشعاعاً كهرمغناطيسياً (فوتونات) : لأن قوانين حفظ الطاقة وكمية الحركة تمنعه من ذلك . إبحث فيما إذا كان الجسيم المشحون الذى يتحرك داخل مادة عازلة بسرعة منتظمة أكبر من سرعة الضوء فى الوسط يمكنه أن يبعث فوتونات . لقد تبين أن هذا ممكن ، ويعرف الإشعاع على أنه إشعاع شيرينكوف Cerenkov . (نحن نهتمون هنا بتوازن الطاقة وكمية الحركة وليس بتفاصيل الآلية المسؤولة عن الانبعاث) . تنطلق الفوتونات المنبعثة عند زاوية معينة بالنسبة لاتجاه حركة الجسيم المشحون . أوجد هذه الزاوية بفرض أن معامل الانكسار هو 1.5 ، الجسيم المشحون هو بايون طاقته 5 BeV ويكون الفوتون المنبعث فى المنطقة الضوئية . وقد أصبحت كواشف الجسيمات المشحونة التى تتضح فيها ظاهرة إشعاع شيرنيكوف شائعة الاستخدام فى فيزياء الطاقة العالية . كتلة البايون هى 140 MeV .

١١ – (أ) عندما يتحرك جسيم مشحون فى مستوى عمودى على مجال مغناطيسى منتظم فإن مساره يكون ، قوساً من دائرة . بفرض أن الجسيم يحمل شحنة واحدة أولية ، بين أن كمية الحركة للجسيم تكون متناسبة مع الكمية Br ، حيث B هى مقدار المجال ، r هو نصف قطر المسار . أوجد عامل التحويل الذى يعطى كمية الحركة بوحدات MeV/c إذا كانت الكمية Br معطاة بدلالة gauss-cm . (c هنا هى سرعة الضوء) .

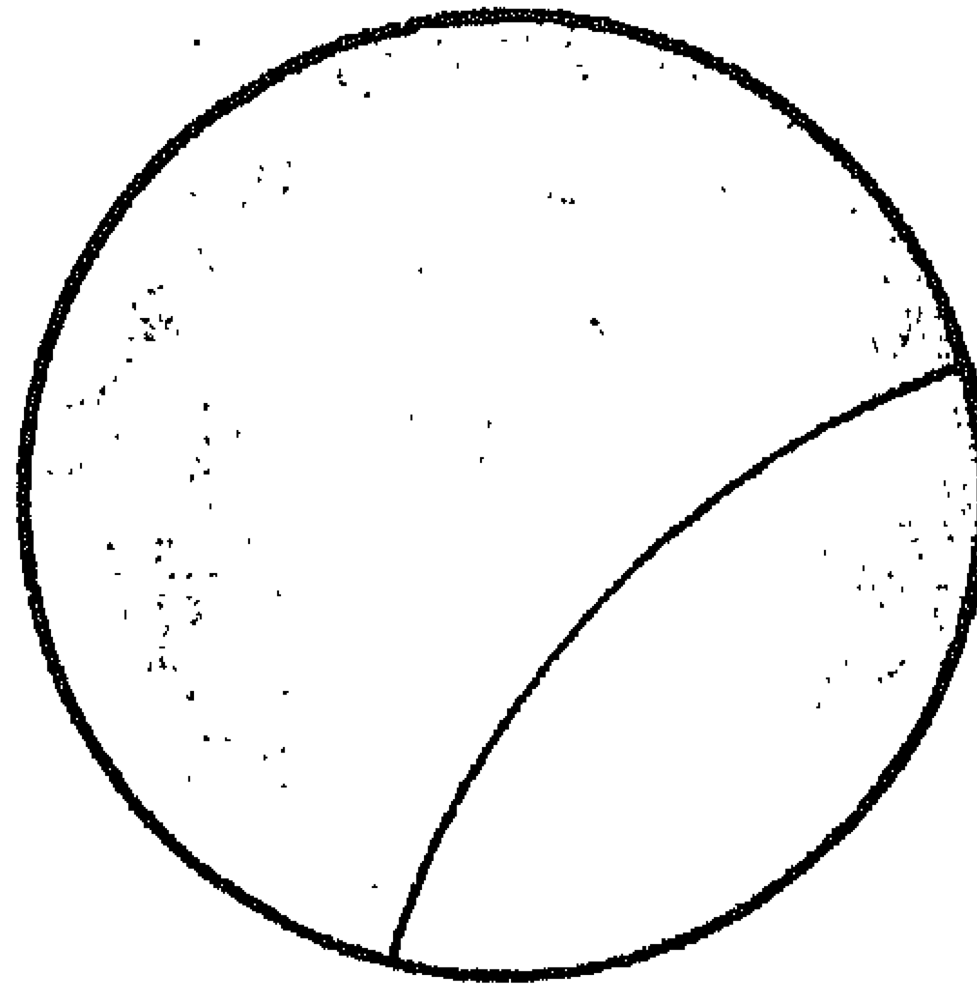
+ R. L. Mössbauer, "Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in Ir[191]," *Zeitschrift für Physik* 151, 124 (1958). A translation of this article, and reprints of other articles on the same subject can be found in *The Mössbauer Effect*, edited by H. Frauenfelder (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1962).

(ب) عند تحليل صورة غرفة السحابة (أنظر شكل ٢٦ أ) عين أندرسون طاقة البوزيترون من معرفة قيمة المجال المغناطيسى والانحناء المشاهد للآثار . وقد عبر عن كيات الحركة فى جزىء المسار بالكيات $Br = 7.5 \times 10^4$ gauss-am و $Br = 2.1 \times 10^5$ gauss-cm بين أن هـذا يناظر الطاقات 63 MeV و 23 MeV .

(جـ) هل يمكن تعيين إشارة الشحنة ، اتجاه حركة الجسيم من صورة مثل صورة غرفة السحابة المزيفة الموضحة بهذه الصفحة ؟ كيف عرف أندرسون (أنظر شكل ٢٦ أ) بأن الجسيم هو بوزيترون وليس الكترون متحرك فى الاتجاه المضاد ؟

(د) فى شكل ٢٦ أ يكون اتجاه المجال المغناطيسى عمودياً على مستوى الصفحة . هل يشير اتجاه المجال إلى داخل الصفحة أم إلى خارج الصفحة ؟

أنظر بحث أندرسون [*Phgs. Rev* 43, 491 (1933)] للاطلاع على تلك الدلائل التى على أساسها استبعد أندرسون احتمال أن يكون بالصورة أثر للبروتون .



صورة غرفة السحابة المزيفة تبين أثر الجسيم المشحون فى مجال مغناطيسى يشير إلى خارج مستوى الشكل (هذا الشكل يتبع المسألة رقم ١١ فى هذه الصفحة)

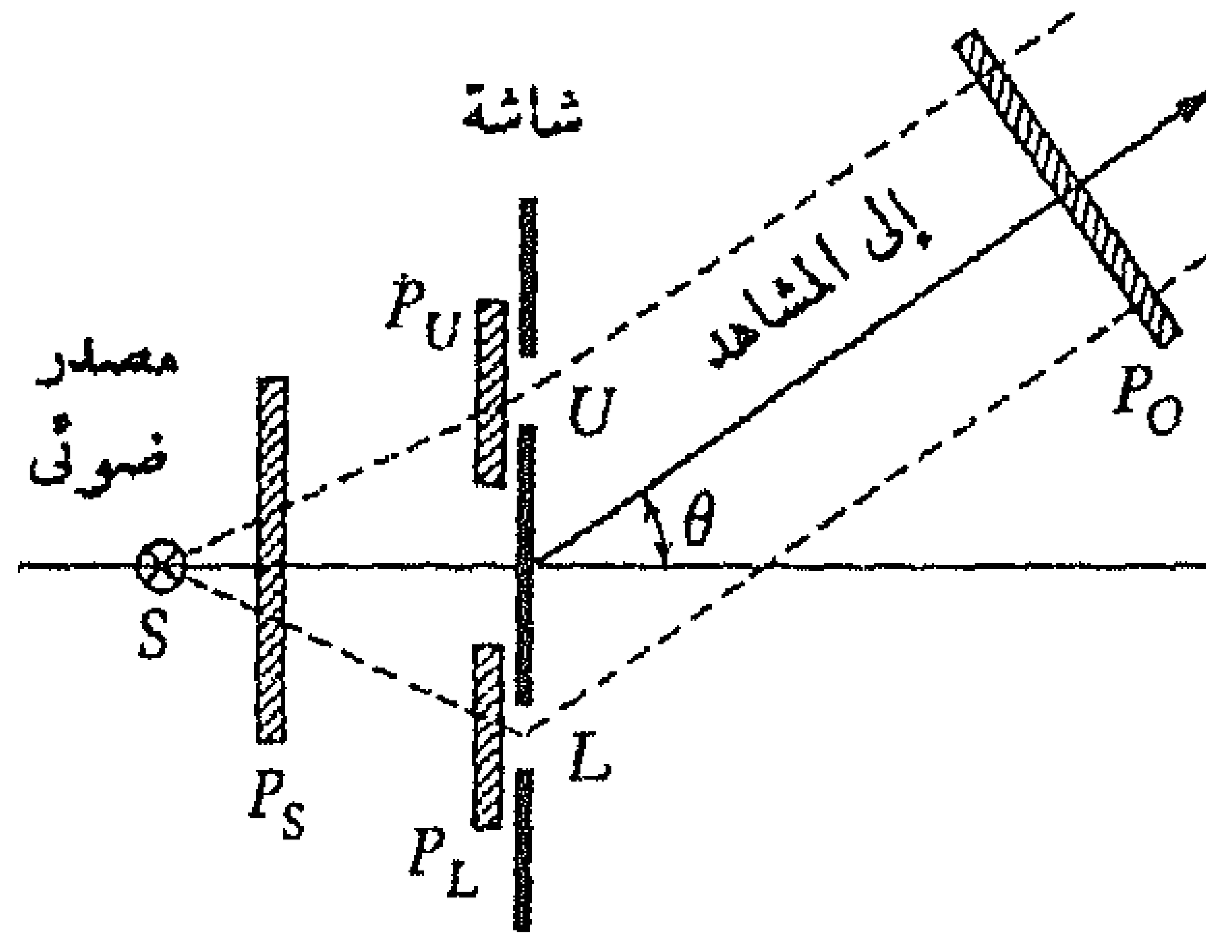
هل هذا أثر البوزيترون ، وإذا كان ، فى أى اتجاه يكون مساره ؟ أم أن هذا أثر إلكترون يتحرك فى الاتجاه المضاد ؟

كيف عرف أندرسون بأن هذه الصورة (أنظر شكل ٢٦ أ) توضح أثر البوزيترون وليس أثر الإلكترون ؟

١٢ — بفرض أننا أجرينا تعديلا لتجربة الحيود ذات الفتحتين التى ناقشناها فى بنود ٣٩ — ٤٢ (أنظر إلى الشكل المبين فى هذه الصفحة) . وذلك بوضع مرشحات استقطاب أمام الفتحات وأمام مصدر الضوء وأمام المشاهد . المطلوب هو أن تجد صيغاً للشدة . مشابهة للمعادلة (٤٠ جـ) لتجمعات مختلفة من المرشحات بفرض أن مصدر الضوء نفسه يبعث ضوءاً غير مستقطب ، وأن الفتحات غير حساسة لحالة الاستقطاب . اعتبر الحالات التالية

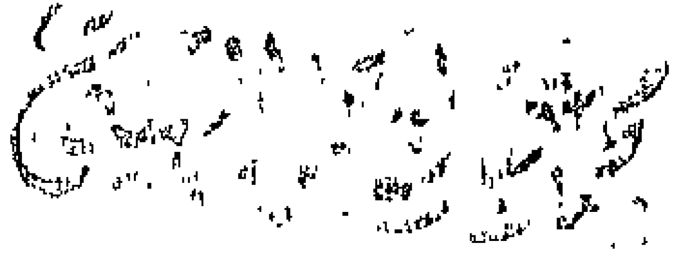
P_O	P_L	P_U	P_S
غائب	أفــق	غائب	غائب
غائب	رأسى	أفــق	غائب
دائــرى	رأسى	أفــق	دائــرى
دائــرى	أفــق	أفــق	دائــرى
غائب	رأسى	أفــق	دائــرى

فى الجدول الأعلى يشير كلمة « أفق » إلى المرشح الذى يسمح بمرور الضوء المستقطب فى الاتجاه الأفقى ، و « رأسى » تشير إلى المرشح الذى يسمح فقط بمرور الضوء المستقطب رأسياً ، و « دائرى » تشير إلى المرشح الذى يسمح بمرور الضوء المستقطب دائرياً إلى اليسار .



تعديل لشكل ٣٩ أ حيث وضعت مرشحات كما يلى : P_S أمام المصدر ، P_U و P_L أمام الفتحات العليا والسفلى و P_O أمام المشاهد .

هذا الشكل خاص بالمسألة رقم ١٢ فى هذه الصفحة . أى نوع من الهدب سوف ترى ، لاختيارات مختلفة من المرشحات ؟



الفصل الخامس

الجسيمات المادية

الفصل الخامس

الجسيمات المادية

موجات دى برولى

١ – سوف ندرس فى هذا الفصل خواص الجسيمات المادية ، ونعنى تلك الجسيمات التى لها كتل سكون مختلفة عن الصفر ، مثل الألكترونات ، البروتونات ، النيوترونات ، الميزونات ، الجزيئات ، الخ .

إنها حقيقة تجريبية بسيطة أن الجسيمات المادية ذات خواص موجية . هذه الحقيقة معروفة فى وقتنا الراهن ليس فقط لهؤلاء الذين تخصصوا أساساً فى العلوم الفيزيقية وإنما يعرفها كذلك كثيرون غيرهم . ومع ذلك يجب أن نتذكر ، بأن الطبيعة الموجية لجسيم مثل الألكترون قد اعتبرت فى وقت ما شيئاً يدعو إلى العجب . ويرجع السبب فى ذلك ببساطة إلى أن الفيزيائيين كانوا قد اعتادوا على التفكير فى الألكترون كجسيم كلاسيكى . وتتضمن التجارب المبكرة عن الألكترون مثل هذا النمط من التفكير ، فقبل عام ١٩٢٧ لم يقم أحد بإجراء تجارب تتضح فيها تماماً الخواص الموجية للألكترون . ومن المحتمل أن يكون القارىء قد أحيط علما فى مقرر فيزياء المرحلة الثانوية* ببعض التجارب التى تؤكد الطبيعة الموجية للألكترون ، وسوف نستطرد فى مناقشة هذه التجارب فى هذا الفصل .

لقد تم اكتشاف الخواص الموجية أولا بالنسبة للفوتونات ، ثم تم اكتشاف خواصها الجسيمية فيما بعد ، أما بالنسبة للألكترونات فقد انعكس هذا الترتيب . وبسبب هذا التتابع التاريخى للأحداث** يميل عامة الناس إلى الاعتقاد بأن الضوء يتكون من موجات ، وبأن الألكترونات عبارة عن جسيمات . هذه صورة غير كاملة وبلاشك ، سوف يصبح معروفاً بشكل أكثر انتشاراً جداً فى المستقبل بأن الفوتونات ، والألكترونات وفى الواقع كل الجسيمات ، متشابهة جداً بمعنى أن لها جميعاً بعض الخواص الجسيمية وبعض الخواص الموجية .

٢ – قد يكون من المثير أن نقتفى أثر الموجات المادية من حيث التنبؤ بها واكتشافها لأن هذا كان تقدماً هاماً فى معرفتنا بالفيزياء . وسوف نتبع معالجة شبه – تاريخية فى الجزء الأول من هذا الفصل ، وعلى القارىء أن يتناسى مؤقتاً ماتعلمه فى المدرسة الثانوية عن موجات المادة . دعنا نتصور أننا رجعنا فى الزمن إلى فترة ماحول عام ١٩٢٣ . ، فى ذلك الوقت كان المعروف عن الألكترون كجسيم كلاسيكى قليلا جداً ، ولم يكن هناك شىء معروف عن خواصه الموجية فى حين أن بعض الخواص الجسيمية للفوتون كانت معروفة .

(*) أنظر على سبيل المثال PSSC, "*Physics*" (D. C. Heath and Company, Boston, 1965), Part IV

(**) يعتقد المؤلف بأن الترتيب التاريخى للاكتشاف يمكن فهمه من الناحية النظرية ، بناء على صغر ثابت التركيب الدقيق α .

دعنا نلعب لعبة الدعوة إلى اكتشاف الحقيقة والتي فيها نسأل عما إذا كان جسيم مادى مثل الإلكترون يمكن أن يكون له بعض الخواص الموجية . ولكى نجد إجابة علينا أن نلجأ للتجارب ، ولكن قبل أن نفعل ذلك علينا أن نحاول معالجة بعض الأفكار النظرية أولا لنرى ما يمكن لنا أن نتوقعه .

٣ – لعل إرفاق موجة بجسيم يبدو كتصرف لامبرر له ، ونحن بالتأكيد لاندعى أننا نستطيع أن نثبت بطريقة منطقية أن مثل هذه الموجة يجب أن توجد . إلا أن هناك تشابهاً مع الضوء يمكننا أن نوضحه . إفرض أن لدينا أداة ضوئية ، يمر الضوء خلالها ، من المعروف أننا نستطيع من ناحية المبدأ أن نصف هذه الأداة بواسطة حل معادلات ماكسويل آخذين فى الاعتبار شروط الحافة الملائمة ، فإذا مافعلنا هذا أمكننا أن نصف انتشار الموجات من مصدر الضوء إلى صورة المصدر . غير أن هناك طريقة أبسط لمناقشة الأدوات الضوئية ، وهى طريقة شعاع الضوء ، إذ يمكننا أن نبين بناء على المعادلات الموجية الثابتة ، أن هذه الطريقة تعطى حلا **تقريبياً** . فنحن نقتفى أثر مرور شعاع الضوء خلال الأداة على اعتبار أن هذا الشعاع هو مسار الفوتون . ولكن كيف يرتبط الشعاع بالموجات ؟ الشعاع يكون عند كل نقطة عمودياً على مصدر الموجة ، وتظهر الموجة فى كل منطقة صغيرة عن الحيز وكأنها موجة مستوية تقريبياً ، ويكون شعاع الضوء المار خلال هذه المنطقة عمودياً على المستويات ذات الطور الثابت . وهنا يكون لدينا مشاركة بين الجسيم والموجة ، أن هذه هى صورة الضوء الذى نحاول أن نوضحها من أجل أن نصيغ نظرية موجية مشابهة للجسيمات المادية .

لقد وضعت مثل هذه الأفكار أولا بواسطة ل . ف . دى برولى (L.V de Broglie) حوالى عام ١٩٢٣* . ونحن نبدى مزيداً من الإعجاب للشجاعة العلمية التى أبداها دى – برولى لتقديمه فكرة جديدة من هذا النوع .

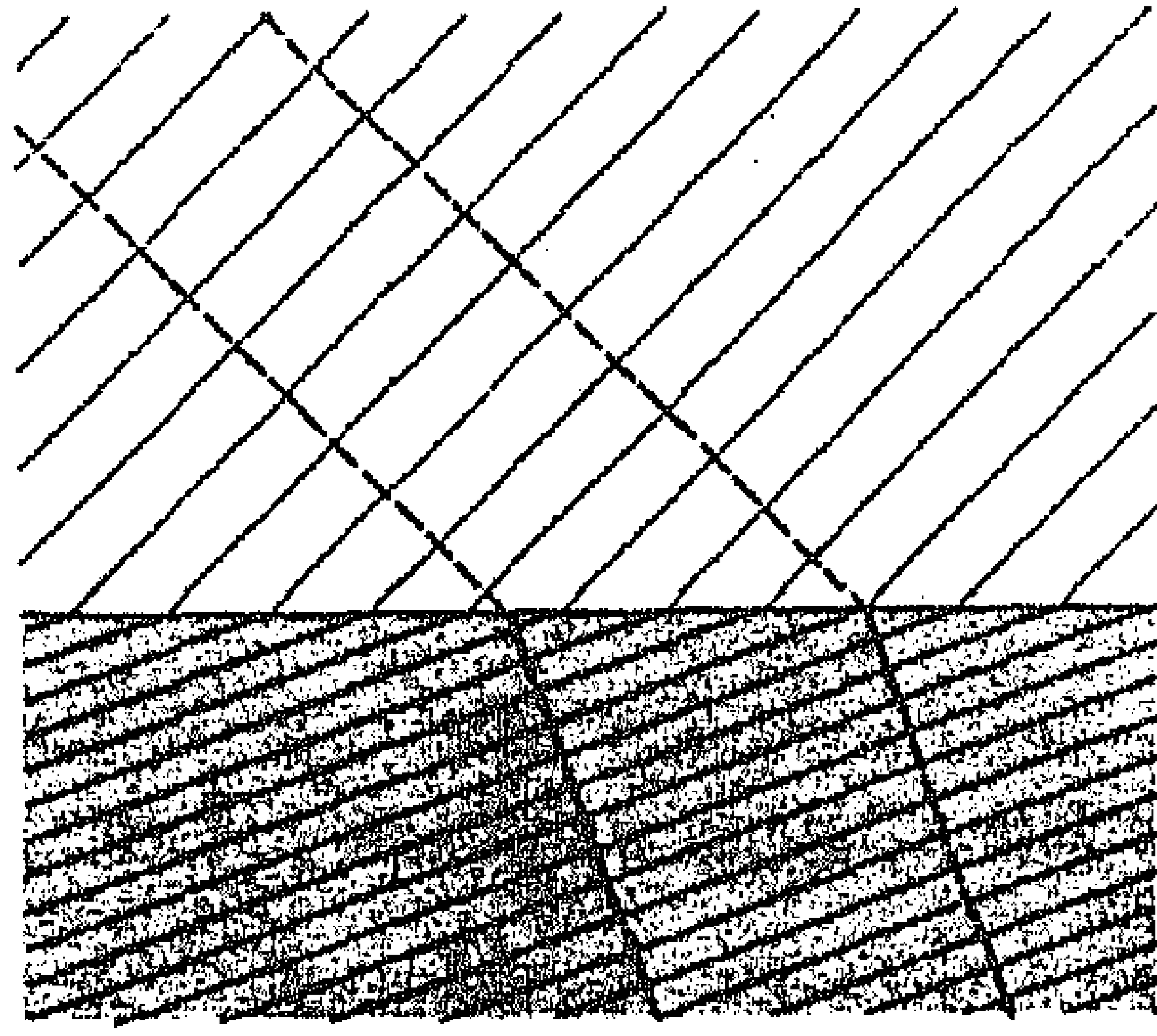
٤ – دعنا نتتبع آثار دى برولى ونفرض ، بهدف التجريب النظرى ، وجود موجة مرافقة لكل جسيم متحرك ، ولنفرض أن الجسيم يتحرك فى غياب أى قوى خارجية ، فى مثل هذه الحالة تكون الحركة منتظمة . ولتكن طاقة الجسيم هى E ، وكمية حركته هى $\mathbf{p}$ ، وكتلته هى m .

إذا كانت هناك موجة مرافقة لجسيم الذى يتحرك بهذه الطريقة فإننا نتوقع أن تكون هذه الموجة متحركة فى نفس اتجاه حركة الجسيم . يمكن أن تمثل الموجة بالدالة الموجية المركبة

$$\psi(\mathbf{x},t) = A \exp(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{k} - i\omega t) \qquad (٤ أ)$$

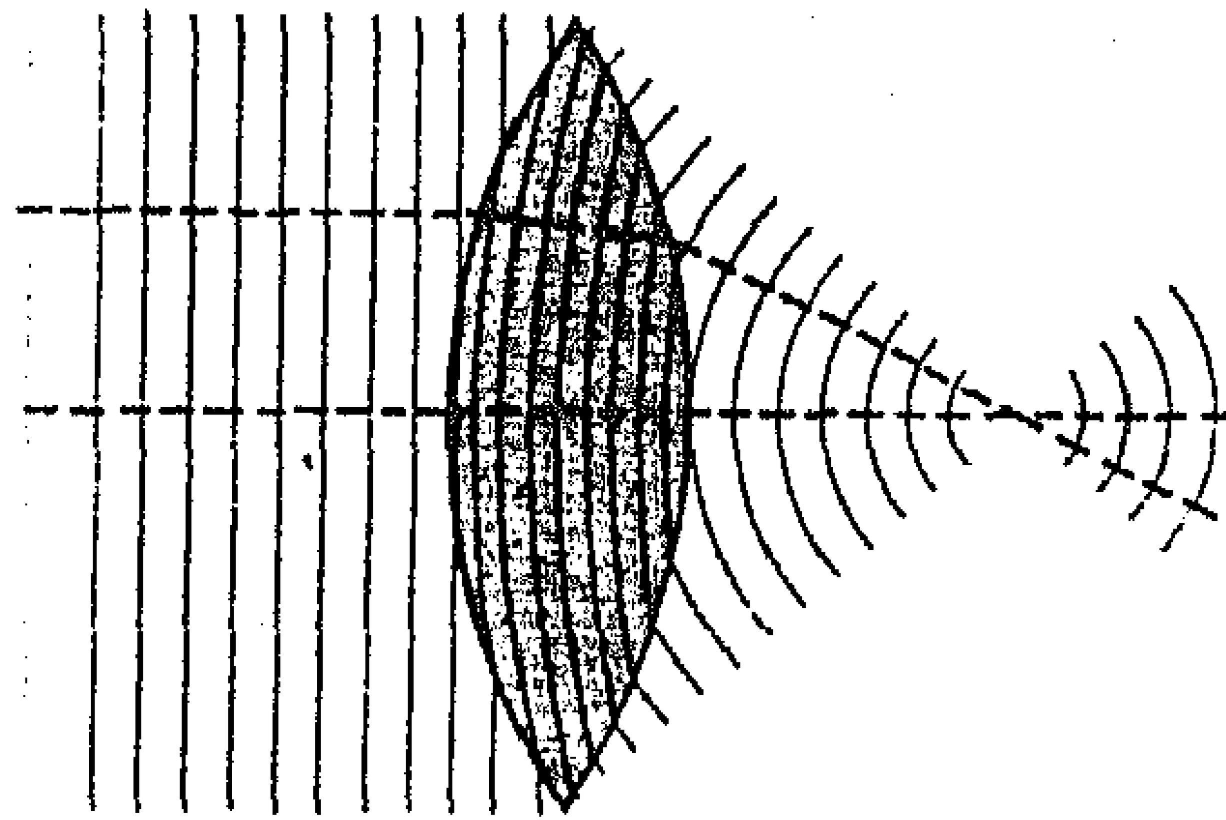
حيث A هو ثابت السعة للموجة ، $\mathbf{k}$ هو المتجه الموجى و ω هو التردد . والمسألة هى أن نحاول أن نتنبأ بنوع الارتباط بين $\mathbf{k}$ و ω المميزان للموجة من جهة والمتغيرات $\mathbf{p}$ ، E و m المميزة للجسيم من جهة أخرى .

(*) L. V. de Broglie, "Ondes et quanta," *Comptes Rendus* 177, 507 (1923); "A tentative theory of light quanta," *Philosophical Magazine* 47, 446 (1924); "Recherches sur la théorie des quanta," *Annales de Physique* 3, 22 (1925).



شكل ٣ أ إنكسار موجة مستوية عند السطح الفاصل بين وسطين لهما معاملا انكسار مختلفان . صدور الموجة ، أى ، السطوح ذات الطور الثابت عبارة عن مستويات فى هذه الحالة وهى ممثلة فى الشكل بمجموعات الخطوط الرفيعة ، أما الأشعة المتعامدة مع صدور الموجة فمرسومة بخطوط منقوطة . ويمكن اعتبار هذه الخطوط كمسارات للفوتونات . كل عائلة من صدور الموجة تناظرها فئة من المسارات التى يبين منها المساران الموضحا ن .

فى الواقع تنعكس أيضاً الموجة جزئياً . إلا أن هذا غير موضح بالشكل حتى لاتفسد جماله .



شكل ٣ ب هذا الشكل مشابه لشكل ٣ أ والمقصود به توضيح المناقشة الواردة فى بند ٣ . صدور الموجة موضحة فى حالة سقوط موجة مستوية على عدسة من ناحية اليسار . كما تم رسم شعاعين أو مسارين للفوتون لاحظ أنهما يتقاطعان عند البؤرة . ومرة أخرى تناظر فئة من المسارات لمجموعة صدور الموجة .

بالفحص الدقيق نجد بعض العيوب فى الشكل ، وهذه العيوب ليست ناتجة عن خطأ فى إعداد الرسم التخطيطى ، ولكنها تعكس حقيقة أن العدسة المثالية ليس لها وجود . فالشكل صحيح تماماً فيما عدا المنطقة المحورية ، أى ، المجاورة مباشرة للمحور .

بالطبع تحدث أيضاً انعكاسات عند سطوح الانفصال المختلفة ، ولكنها غير موضحة بالشكل .



لويس فيكتور دى برولى (Louis Victor de Broglie) . ولد عام ١٨٩٢ فى ديبى ، بفرنسا . وقد درس التاريخ فى البداية ، ولكنه تحول فيما بعد إلى دراسة الفيزياء . وقد حصل على درجة الدكتوراة من جامعة باريس ١٩٢٤ . ومنذ ذلك التاريخ وهو يشغل مناصب فى السوربون ، وفى معهد هنرى بوانكرى (Henri Poincaré) . وفى جامعة باريس وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٢٩ .

كان عنوان رسالة دى برولى للدكتوراة هو « بحث فى نظرية الكم » وهى تحتوى على جوهر الأفكار المتعلقة بموجات المادة .

(صورة فوتوغرافية بالإذن من *(Physics Today*

الموجة الموصوفة بالدالة الموجية $\psi(\mathbf{x}, t)$ هى موجة مستوية : وترتبط المستويات ذات الطور الثابت بالعلاقة : $(\mathbf{x}.\mathbf{k} - \omega t) = \text{constant}$ ، وتنتشر هذه المستويات ومن ثم الموجة بسرعة الطور .

$$v_f = \frac{\omega \mathbf{k}}{k^2} \qquad (٤\ ب)$$

ربما نرغب فى البداية أن نساوى سرعة الطور v_f بسرعة الجسيم ، $\mathbf{V} = \mathbf{p}c^2/E$ ولكن إذا ما تريثنا اوجدنا أن سرعة المجموعة هى التى تساوى سرعة الجسيم . فسرعة المجموعة هى السرعة التى بها إشارة أو كمية من الطاقة فى الحيز . وقد يكون من الصواب أن نفكر فى الجسيم على أنه كتلة من الطاقة .

٥ – فى الجزء الثالث من سلسلة بيركلى* اشتققنا تعبيراً لسرعة المجموعة υ لحزمة موجية ، وهو

$$\frac{1}{\upsilon} = \frac{dk}{d\omega} \quad \text{or} \quad \upsilon = \frac{d\omega}{d\upsilon}\frac{d\upsilon}{dk} \qquad (٥ أ)$$

وقد أوردنا الدليل على أن سرعة المجموعة يجب أن تكون سرعة الجسيم . ولكى نستطرد أكثر من هذا يجب علينا أن نتنبأ عن كيفية اعتماد التردد ω على $\mathbf{p}$ و E . دعنا نتنبأ بأن العلاقة $E = \hbar/\omega$ التى تتحقق فى حالة الفوتونات ، تتحقق أيضاً بالنسبة للجسيمات المادية ، على هذا نجد أن

$$\hbar\omega = E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}} \qquad (٥ ب)$$

بإدخال هذه العلاقة فى المعادلة الثانية (٥ أ) وإعادة الترتيب نحصل على

$$\frac{dk}{d\upsilon} = \frac{1}{\upsilon}\frac{d\omega}{d\upsilon} = \left(\frac{m}{\hbar}\right)\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-3/2} \qquad (٥ جـ)$$

بإجراء تكامل هذه المعادلة ، مع افتراض أن $k = 0$ إذا كانت $\upsilon = 0$ نحصل على

$$\hbar k = \frac{m\upsilon}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}} = p \qquad (٥ د)$$

أو بدلالة المتجهات ،

$$\hbar\mathbf{k} = \mathbf{p} \qquad (٥ هـ)$$

هذه هى العلاقة التى اقترحها دى برولى .

٦ – من أجل الوصول إلى اشتقاق المعادلة $\hbar\mathbf{k} = \mathbf{p}$ أوردنا افتراضاً مبهماً إلى حد ما وهو ماعبرنا عنه بالطرف الأيسر فى المعادلة (٥ ب) . وقد نتساءل فيما إذا كان باستطاعتنا الحصول على نفس النتيجة باستخدام فرض أقل تشدداً مرتبط بشروط اللاتغير النسبي . دعنا نوضح هذه الإمكانية وفى نفس الوقت نقنع أنفسنا بأن المعادلات (٥ ب) ، (٥ د) متوافقة مع النظرية النسبية الخاصة .

قبل كل شيء يجب أن نبحث عن كيفية تحويل $\mathbf{k}$ و ω باستخدام تحويلات لورنتز . افرض أن الموجة توصف بدالة الموجة $\psi(\mathbf{x}, t)$. كما هى معرفة بالمعادلة (٤ أ) فى **إطار إسناد بدون شرطة** . نفس الموجة توصف فى **إطار ذى شرطة** ، متحرك بسرعة $\mathbf{v}$ بالنسبة للأطار بدون شرطة ، بدالة الموجة

$$\psi'(\mathbf{x}',t') = A' \exp(i\mathbf{x}'\cdot\mathbf{k}' - i\omega' t') \qquad (٦ أ)$$

حيث A' هو ثابت السعة الذى قد يساوى أو لايساوى A .

(*) Berkeley Physics Course, Vol. III, *Waves*, Chap. 6.

دعنا نفترض بأن الإطار ذا الشرطة هو إطار السكون للجسيم ، يكون لدينا فى هـذا الإطار $\mathbf{k}' = 0$ ، $\mathbf{p}' = 0$ و $E' = mc^2$ دعنا بالإضافة إلى ذلك نفترض بأن العلاقة (٥ ب) صحيحة فى إطار السكون (وربما لا تكون كذلك فى أى إطار آخر) ، بموجب هذا الفرض نحصل على $\omega' = mc^2/\hbar$

٧ – يعطى طور الموجى فى إطار إسناد واحد بالتعبير $(\mathbf{x}.\mathbf{k} - \omega t)$ ، ونحن نفترض بأن هذه الكمية غير متغيرة : فإذا كان للطور قيمة معينة عند النقطة $\mathbf{x}'$ وعند الزمن t' فى الأطار ذى الشرطة ، فإن الطور يجب أن يكون له نفس القيمة عند النقطة المناظرة $\mathbf{x}$ وعند الزمن t فى الأطار بدون شرطة . ونحن نعزو هذا إلى الطبيعة الدورية للموجة . فإذا كان طوراً حدثين فى الحيز والزمن مختلفين بمضاعفات صحيحة للقيمة 2π فى أحد إطارات الإسناد ، فإن أطوال نفس الموجة يجب أن تختلف بنفس المضاعفات الصحيحة فى كل إطارات الإسناد . من هذا ينتج أن الأطوار فى الأطار ذى الشرط والإطار بدون شرط يمكن فى الغالب أن يختلفا بمقدار ثابت ، ويمكن لهذا الثابت أن يدخل فى النسبة A/A' ، فى هذه الحالة يكون الطور غير متغير ، كما افترضنا . باستخدام هذا الفرض ، وباختيار الأطار ذى الشرطة كإطار سكون للجسيم ، نحصل على

$$\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t = -\omega' t' = -\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) t' \qquad (\text{٧ أ})$$

يمكن التعبير عن الكمية t' بدلالة كل $\mathbf{x}$ و t ، والسرعة $\mathbf{v}$ — التى يتحرك بها الأطار بدون شرط بالنسبة للأطار ذى الشرط فالعلاقة بين هذه الكميات تحددها تحويلات لورنتز التى نوقشت فى الجزء الأول من هذه السلسلة* . أى أن

$$t' = \frac{t - (\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})/c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \qquad (\text{٧ ب})$$

فإذا ما أدخلنا هذا التعبير فى (٧ أ) حصلنا على

$$\mathbf{x} \cdot \mathbf{k} - \omega t = \frac{(mc^2/\hbar)\left((\mathbf{x} \cdot \mathbf{v})/c^2 - t\right)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \qquad (\text{٧ ج})$$

وحيث أن هذه العلاقة صحيحة لكل قيم $\mathbf{x}$ وكل قيم t فإنه ينتج أن

$$\omega = \frac{(mc^2/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \qquad (\text{٧ د})$$

$$\mathbf{k} = \frac{(m\mathbf{v}/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \qquad (\text{٧ هـ})$$

من ناحية أخرى تكون سرعة الجسيم فى الإطار بدون شرط هى $\mathbf{v}$ ، ذلك لأننا افترضنا أن الجسيم يكون فى حالة سكون فى الإطار ذى الشرط . وعلى هذا تعطى الطاقة E وكمية الحركة $\mathbf{p}$ للجسيم فى الإطار بدون شرط بالعلاقة

(*) Berkeley Physics Course, Vol. I, *Mechanics*, Chap. 11.

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}}, \qquad \mathrm{p} = \frac{m\mathrm{v}}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \tag{٧ و}$$

وبتجميع المعادلات (٧ د) ، (٧ هـ) نحصل على

$$E = \hbar\omega, \qquad \mathrm{p} = \hbar\mathrm{k} \tag{٧ س}$$

وبهذا نكون قد وصلنا إلى النتيجة (٥ هـ) وبالإضافة إلى ذلك فإننا نرى أن المعادلة (٥ ب) التى كانت قد أدخلت لخدمة غرض معين فى بند ٥ يجب فى الواقع أن تكون صحيحة على وجه العموم وأن تكون سارية المفعول أو محققة فى إطار السكون . وعلى هذا يبين هذا النوع من التفسير أن العلاقات (٧ س) تتفق مع النظرية النسبية الخاصة : لقد استطعنا الآن أن نشتق هذه العلاقات على أساس اللاتغير النسبى .

٨ – بتتبع آثار دى برولى استطعنا أن نصل إلى الغرض بأنه يمكن أن توجد موجه مصاحبة للجسيم المتحرك ، وأن هذه الموجة تكون مميزة بمتجه الموجه $\mathbf{k}$ الذى يرتبط بكمية الحركة $\mathbf{p}$ من خلال العلاقة $\mathrm{p} = \hbar\mathrm{k}$. وبنص مختلف يكون الطول الموجى λ للموجه المادية معطى بالعلاقة

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi}{k} \tag{٨ أ}$$

التى تعرف بمعادلة دى – برولى ، كما يعرف الطول الموجى λ على أنه طول موجة دى برولى للجسيم . مع ملاحظة أن هذه العلاقة صحيحة أيضاً للفوتونات .

لكى نرى كيف يعتمد الطول الموجى لدى – برولى على بارامترات الجسيم المتحرك دعنا نكتب العلاقة (٨ أ) فى صيغ بديلة متعددة . فالصيغة

$$\lambda = \left(\frac{h}{mc}\right)\frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{(v/c)} \tag{٨ ب}$$

توضح أن الطول الموجى λ يقل كلما زادت السرعة v . فى حين يتناسب الطول الموجى λ تناسباً عكسياً مع الكتلة m فى حالة ثبوت السرعة v .

٩ – إذا كانت E ترمز للطاقة الكلية للجسيم ، فإننا نستطيع ، كما سبق ، أن نكتب

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} = \frac{(hc/E)}{\sqrt{1-(mc^2/E)^2}} \tag{٩ أ}$$

التى تبين أن الطول الموجى λ يقل مع زيادة الطاقة E عند ثبوت الكتلة m. وعند ثبوت الطاقة الكلية E يزداد الطول الموجى λ مع زيادة الكتلة . وأن أصغر طول موجى لدى برولى يكون للجسيم عديم الكتلة (عند طاقة معينة) ويعطى بالعلاقة

$$\lambda = \frac{hc}{E} \tag{٩ ب}$$

ولأن هذا التعبير قد نتج من المعادلة (٩ أ) وذلك بوضع $(mc^2)/E = 0$ ، فإنه يكون صحيحاً تقريباً فى النهاية النسبية القصوى ، أى عندما تكون السرعة v قريبة جداً من c ، أو بقول آخر ، عندما تكون الطاقة الكلية كبيرة جداً بالمقارنة مع طاقة السكون .

فإذا ما كانت T ترمز لطاقة حركة الجسيم ، فإنه فى تلك الحالة يكون

$$E = T + mc^2 \qquad (٩ ج)$$

وبالتعويض عن E من هذا التعبير فى المعادلة (٩ أ) نحصل على

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2mc^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \frac{1}{\sqrt{1 + T/(2mc^2)}} \qquad (٩ د)$$

أى أن الطول الموجى λ يقل مع زيادة طاقة الحركة T فى حالة ثبوت كتلة السكون m . وعند ثبوت طاقة الحركة T يقل الطول الموجى مع زيادة m .

وفى الحالة النهائية عندما تكون سرعة الجسيم صغيرة جداً بالمقارنة مع c ، فإن النسبة T/mc^2 تصبح صغيرة جداً ، وعند مساواة هذه النسبة بالصفر فى المعادلة (٩ د) نحصل عندئذ للطول الموجى فى التقريب اللانسبى على التعبير

$$\lambda \cong \frac{h}{\sqrt{2mT}} \cong \frac{h}{mv} \qquad (٩ هـ)$$

الذى يمكن بالطبع الحصول عليه مباشرة من المعادلة (٨ أ)

١٠ — نحن نرغب الآن أن نرى فيما إذا كان فرض دى برولى عن الموجات المادية قد تأكد بالتجربة . ولكن قبل أى شىء يجب أن تقنع أنفسنا بأن فكرة الموجات المادية لاتتعارض مع معرفتنا الفطرية بالفيزياء العيانية .

اعتبر جسيما صغيراً من وجهة النظر العيانية . وافرض ، على سبيل المثال ، بأن الكتلة m تساوى 10^{-5} gm أو 10 micrograms ، وافترض كذلك أن الجسيم يتحرك بسرعة مقدارها $v = 1$ cm/sec باستخدام التعبير اللانسبى (٩ هـ) للطول الموجى لدى برولى نحصل على $\lambda \cong 6.6 \times 10^{-22}$ cm, وهو طول موجى صغير لدرجة كبيرة ، هذا الصغر يفسر لماذا لاتظهر الموجات المادية ، إن وجدت ، فى الفيزياء العيانية : ببساطة لأن الأطوال الموجية تكون صغيرة لدرجة لايمكن مشاهدتها . ويمكننا أن نلجأ إلى التشبيه بالضوء لكى نفهم هذه النقطة بوضوح . فطريقة شعاع الضوء تكون أكثر دقة كلما كان الطول الموجى صغيراً عند مقارنته بالأبعاد المتعلقة بالأداة الضوئية . لكى نرى الخواص الموجية للضوء فى تجربة ضوئية يجب أن نعدها بحيث تكون بعض العوامل الهندسية للأداة مقاربة للطول الموجى للضوء : فى هذه الحالة فقط يمكننا مشاهدة انحرافات عن شعاع الضوء على شكل تأثيرات تداخل وحيود . فإذا أردنا أن نكشف عن

وجود موجات المادة ، وجب علينا كذلك أن نعد التجربة بحيث يكون الطول الوجي مقارباً لبعض العوامل الهندسية للأداة . على وجه الخصوص يجب أن نحاول إيجاد محزوز حيود نستطيع بواسطته أن نشاهد تأثيرات الحيود .

١١ – من فحص الصيغة (٨ ب) يتبين أن الحصول على طول موجي كبير يستلزم إجراء التجربة بواسطة جسيم كتلته أصغر ما يمكن . أي الكترون . أضف إلى ذلك أن السرعة يجب أن تكون صغيرة بقدر المستطاع . وحيث أننا نرغب في اعتبار الحالة التي تكون فيها السرعة صغيرة جداً فإننا نستطيع أن نستخدم لطول موجة دى بروى التعبير (٩ هـ) ذى التقريب اللانسبى . فإذا أعدنا كتابة هذا التعبير بالنسبة للإلكترونيات بالذات فإننا نحصل على

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \sqrt{\frac{150.4 \text{ eV}}{T}} \text{ Ångströms} \qquad (١١ أ)$$

وعلى هذا يكون الطول الموجي عبارة عن واحد أنجستروم : 10^{-8} cm عندما تكون طاقة الحركة للإلكترون 150.4 eV . وهذا الطول الموجي من نفس رتبة كبر ثابت الشبيكة للبلورات ، وكما هو الحال مع أشعة X ، فإننا نستطيع أن نستخدم البلورة كمحزوزة حيود .

بناء على هذه الأفكار أجريت تجارب في أول الأمر بواسطة س . ج دافيسون (C.J.Davisson) بالاشتراك مع ل . هـ جيرمر (L.H.Germer) ومستقلا عنهما بواسطة ج . ب . طومسون (G.P. Thomson) في عام ١٩٢٧* . في التجربة التي أجراها دافيسون – جيرمر تمت دراسة انعكاس الإلكترونات من سطح البلورة ، في حين تمت دراسة نفاذ الإلكترون خلال شريحة بلورية رقيقة في تجربة طومسون .

١٢ – دعنا نعتبر تجربة دافيسون – جيرمر بشيء من التفصيل : الأعداد التجريبي موضح تخطيطياً في شكل ١٢ أ .

وسوف نترك دافيسون يصف تاريخ تجربتـه بنفسه : والنص مأخوذ عن محاضرة جائزة نوبل ، التي ألقيت في ستوكهولم عام ١٩٣٧ . (وقد تقاسم دافيسون وطومسون جائزة نوبل لعام ١٩٣٧ على اكتشافاتهما) . هذا النص مهم لأنه يعكس طبيعة الموقف التجريبي الذي لم يكن واضحاً بما فيه الكفاية في عام ١٩٢٧ كما يبدو من تأمل أحداث الماضي . بعد مناقشة مبدئية لفرض دى بروى استطرد دافيسون :

(*) C. J. Davisson and L. H. Germer, "Diffraction of electrons by a crystal of nickel," *Physical Review* 30, 705 (1927).
G. P. Thomson. "Experiments on the diffraction of cathode rays," *Proceedings of the Royal Society (London)* 117A, 600 (1928), and "The diffraction of cathode rays by thin films of platinum," *Nature* 120, 802 (1927).

لقد كان متضمناً فى النظرية بأن حزم الإلكترونات لها خواص موجية مثل حزم الضوء ، التى تستطيع بحزوز الحيود الملائم تكون حيوداً ، إلا أن هذه النتيجة الهامة لم يذكرها أحد من النظريين الكبار ، و كان أول من نبه إليها هو السامر (Elsasser) فى عام ١٩٢٥ ، عندما بين أن الدليل التجريبى لحيود هو الذى يؤكد الوجود الفيزيائى لموجات الإلكترون . وقد اكتملت الآن مرحلة الإعـداد الخاص باكتشاف حيود الإلكترونات .

ومن دواعى السرور أن أخبركم أنه بمجرد ظهور اقتراح السامر بدأت التجارب فى نيويورك والتى كان من نتائجها إثبات الدليل على حيود الألكترونات — ومازال من دواعى السرور أن أقول بأن العمل قد ابتدأ فى اليوم التالى لوصول أطروحة دى برولى إلى أمريكا . والقصة الحقيقية تحتوى على كثير من الحظ وقليل من الفطنة . فقد بدأ العمل بالفعل فى عام ١٩١٩ عندما تم بالصدفة اكتشاف أن طاقة الإلكترونات الأولية هى النهاية العظمى لطيف الطاقة للإلكترونات الثانوية المنبعثة ، حتى لو كانت الأولية معجلة خلال مئات الفولتات ، أى أنه يوجد فى الواقع استطارة مرنة للإلكترونات بواسطة المعادن .

ومن هنا نشأت دراسة التوزيع الزاوى لتلك الألكترونات ذات الاستطارة المرنة . ومرة أخرى تتدخل الصدفة ، فقد تم اكتشاف أن شدة الاستطارة المرنة تتغير مع ميل البلورات المسببة للاستطارة ، وعلى هذا نشأ ، وبشكل طبيعى تماماً ، إدراسة الاستطارة المرنة بواسطة بلورة أحادية سبق تحديد اتجاهاتها . وبداية هذا الطور من العمل حدث فى عام ١٩٢٥ ، وهى السنة التالية لنشر أطروحة دى برولى ، والسنة السابقة للتطور الهائل فى ميكانيكا الكم . وعلى هذا فتجربة نيويورك لم تكن فى بدايتها اختباراً للنظرية الموجية . ولكنها بدأت تأخذ هذا الاتجاه فقط فى صيف عام ١٩٢٦ بعد ما ناقشت البحث فى إنجلترا مع ريتشردسون ، بورن ، فرانك Franck ، Born ، Richardson وغيرهم .

وقد ابتدأ البحث عن حزم الحيود فى خريف عام ١٩٢٦ ، ولكن لم يتم العثور على أى منها حتى بداية السنة التالية عندما وجدنا أحدها ثم عشرين آخرين فى تتابع سريع . أمكن استخدام تسعة عشر منها لاختبار العلاقة بين الطول الموجى وكمية الحركة وقد ثبتت صحة العلاقة $\lambda = h/p$ لدى برولى فى كل حالة فى حدود دقة القياس .

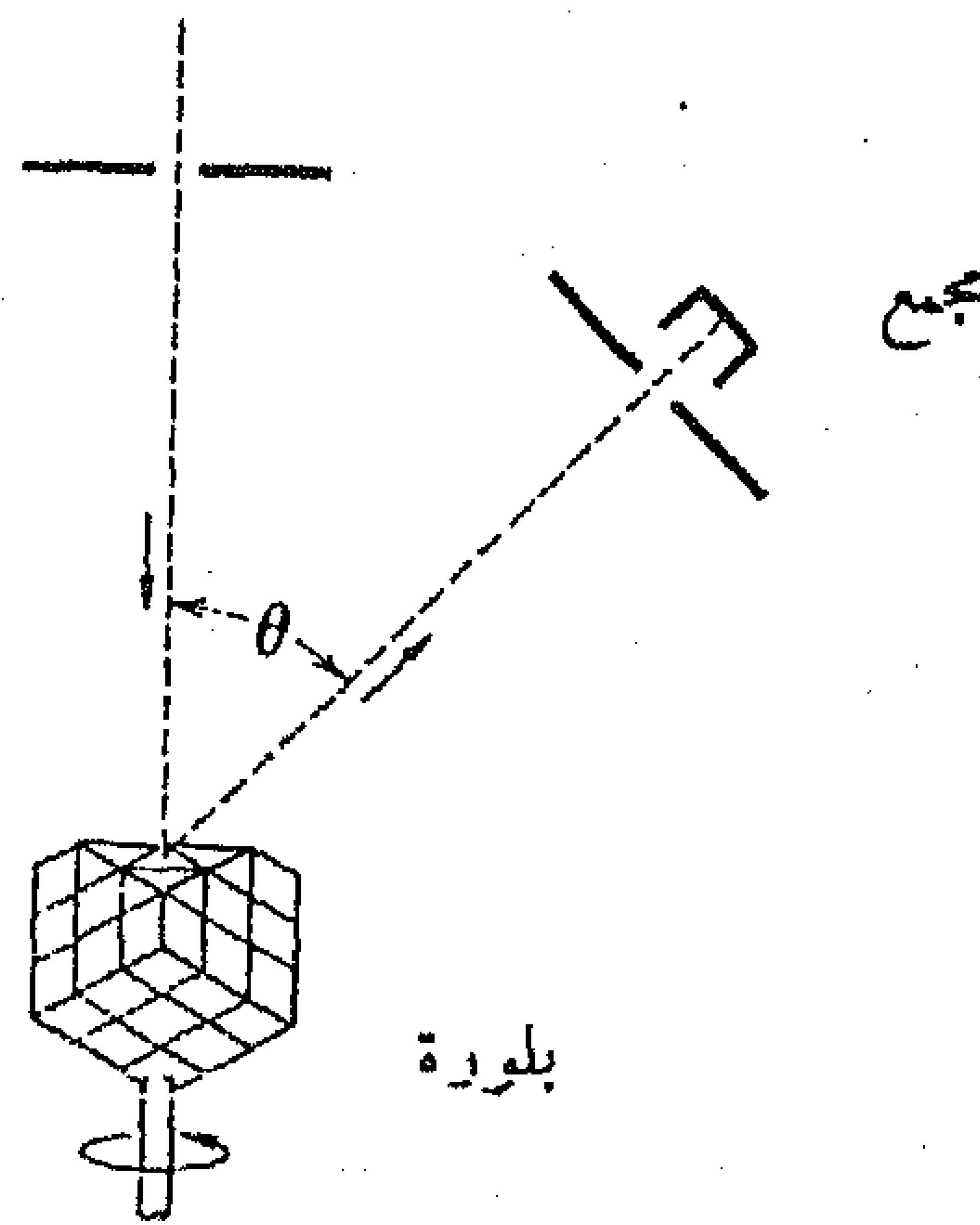
سوف أوضح بإيجاز الخطوط العامة للتجربة ، يتم توجيه حزمة من الألكترونيات التى سبق تعيين سرعتها فى الاتجاه المواجه للوجه (111) لبلورة من النيكل كما هو مبين تخطيطياً فى (شكل ١٢ أ) . والبلورة نفسها يمكنها أن تدور حول محور الحزمة الساقطة . وعلى هذا يمكن قياس شدة الاستطارة المرنة فى أى اتجاه أمام وجه البلورة فيما عدا تلك الاتجاهات التى تقع فى حدود 10 إلى 15 درجة من اتجاه الحزمة الأولية الساقطة .

١٣ — وتنتج حزمة الإلكترونات — فى التجربة — من مدفع الألكترونات ، حيث تعجل إلى الطاقة المرغوبة ، فى حدود 50 eV . وبالطبع توضع العينة فى منطقة مفرغة ، وتسقط الإلكترونات عمودية على مستوى معين فى البلورة ، يعرف تقنيا بالمستوى (111) . فى هذا المستوى يمكن لنا أن نتصور شبيكة

تحتوى على ذرات منتظمة المواضع على سطح البلورة ، ولكى نفهم المبدأ المتضمن فى التجربة سوف نعتبر نموذج البعد الواحد الموضح تخطيطياً فى شكل ١٣ أ . (وبعد قليل سوف نعتبر النظرية العامة) . سيعانى الشعاع الساقط حيودا من كل ذرة فى الصف . والموجات الحائدة تقوى بعضها بعضاً فى اتجاهات محددة (فى مستوى الشكل) ، فى حين تلاشى بعضها بعضاً فى اتجاهات أخرى . وشرط التداخل البناء (أى الدعم المتبادل بين الموجات الحائدة) هو أن تكون الفروق بين المسافات الواصلة من الذرات المختلفة إلى نقطة المشاهدة مضاعفات صحيحة للطول الموجى . فإذا تصورنا أن نقطة المشاهدة بعيدة جداً فإننا نرى ، عند فحص الشكل ١٣ أ ، بأن شرط التداخل البناء هو

$$d \sin \theta = n\lambda \qquad (١٣ أ)$$

حيث n عدد صحيح . وتقول هذه العلاقة ببساطة أن الفرق بين المسارين الواصلين من ذرتين متجاورتين إلى نقطة المشاهدة هو مضاعف صحيح للطول الموجى . وعلى هذا نتوقع أكبر قيم لحيود فى تلك الاتجاهات ذات الزوايا θ التى تحقق الشرط (١٣ أ) . لقد اعتبرنا أن المسافة البينية للشبيكة d معروفة : أو قد تم تعيينها بوسائل أخرى ، على سبيل المثال ، من خلال قياسات حيود الأشعة السينية .

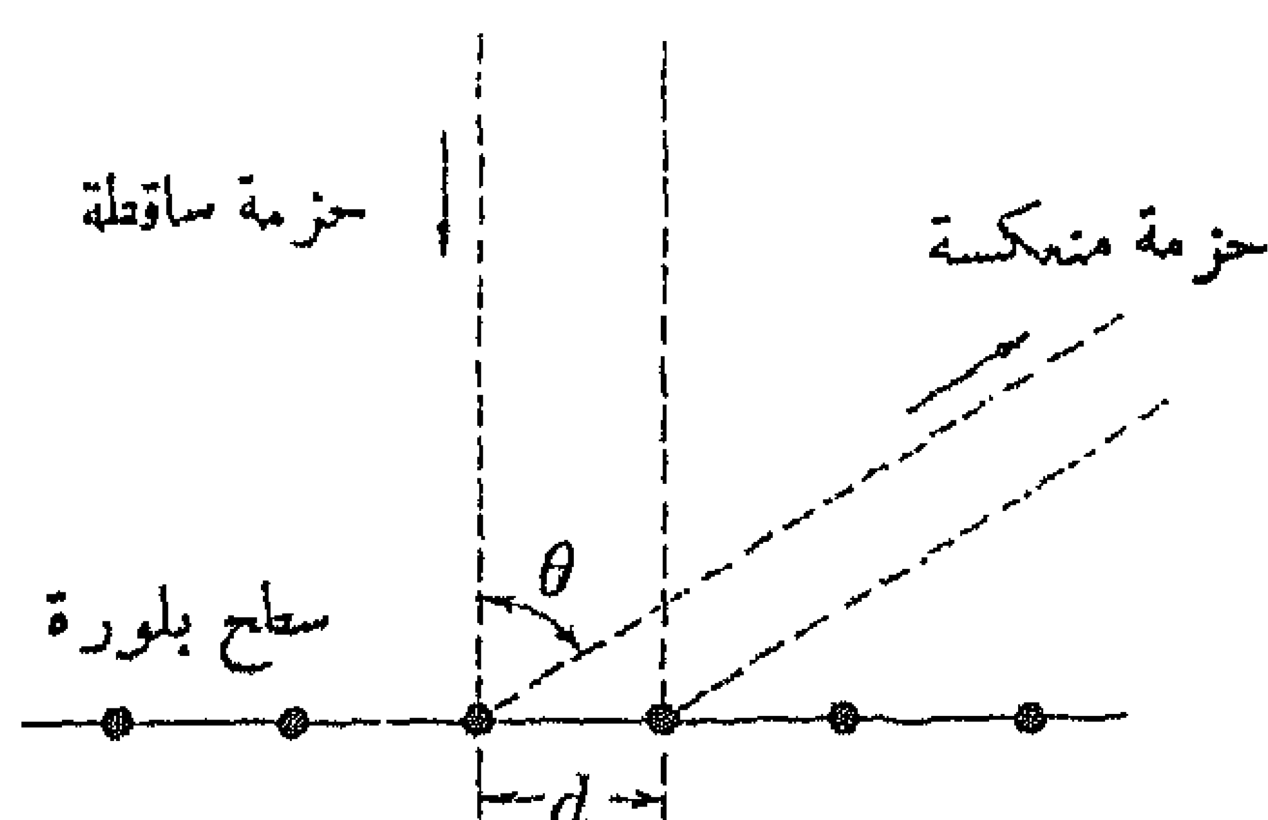


شكل ١٢ أ شكل تخطيطى يبين حيود الألكترونات بواسطة سطح بلورة أحادية . ونشاهد شدة الحزمة المستطيرة بمرونة كدالة فى الزاوية θ عند قيم ثابتة لطاقة الألكترونات الساقطة .

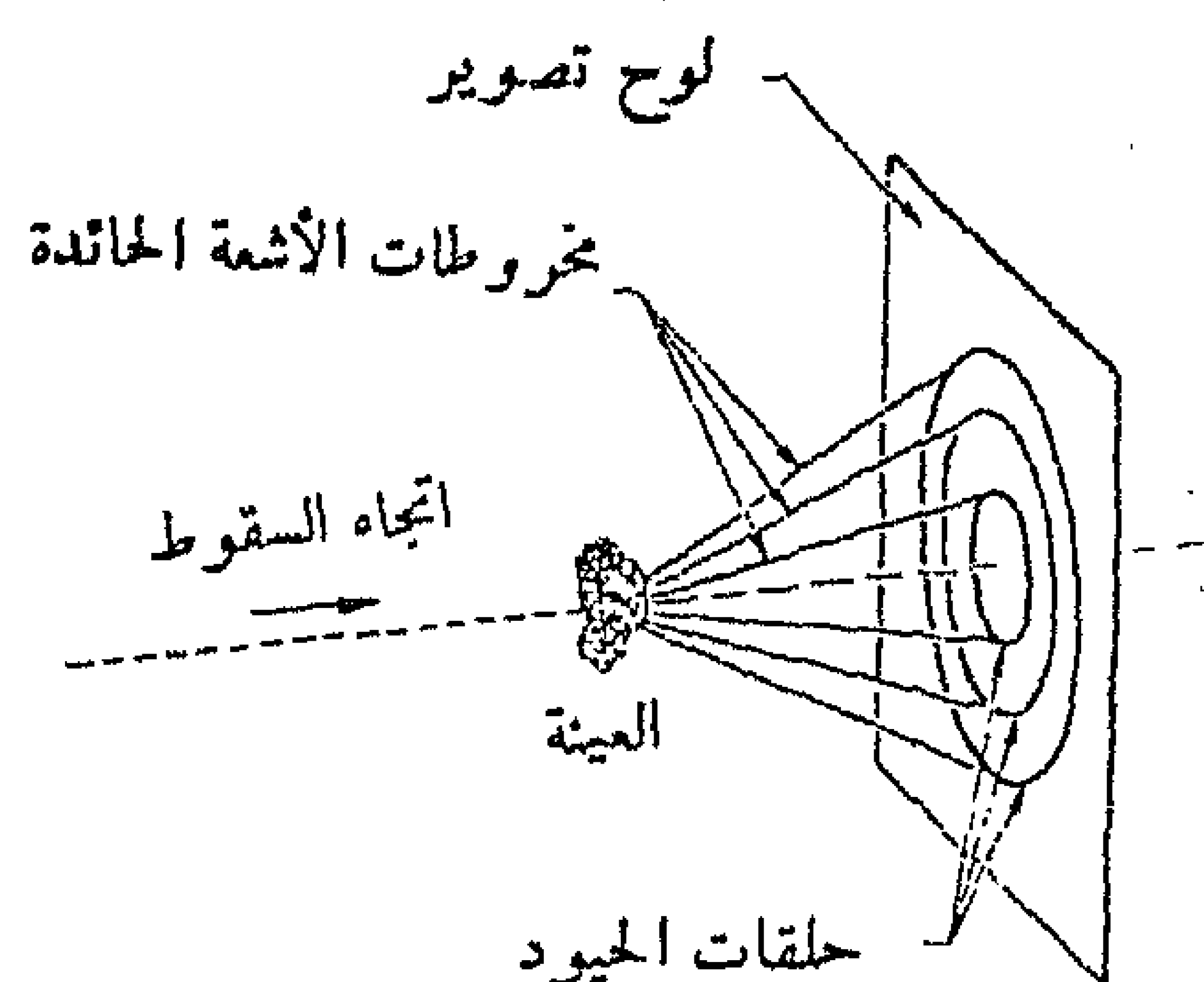
من الواضح أن نظريتنا البسيطة هذه يمكن أيضاً تطبيقها فى حالة شبيكة ثنائية البعد إذا تصورنا أن كل نقطة فى شكل ١٣ أ تمثل بالفعل صفا من الذرات ، فى اتجاه متعامد مع مستوى الشكل .

كانت النتائج فى التجربة النمطية كما يلى : $E = 54$ eV ، $d = 2.15 \times 10^{-8}$ cm وشوهدت النهاية العظمى لحيود عند زاوية $\theta = 50°$. وعند قيمة $n = 1$ تعطى زاوية θ المعينة بالتجربة طولا موجياً قدره 1.65 Å ، فى حين أن الطول الموجى المحسوب من المعادلة (١١ أ) هو 1.67Å وهذا يعتبر اتفاقاً مرضياً .

وقد لاحظ دافيسون أيضاً نهايات عظمى للحيود عند رتب أعلى ، تناظر قيما لعدد $n > 1$ ، وكلها تتفق مع التنبؤات النظرية .



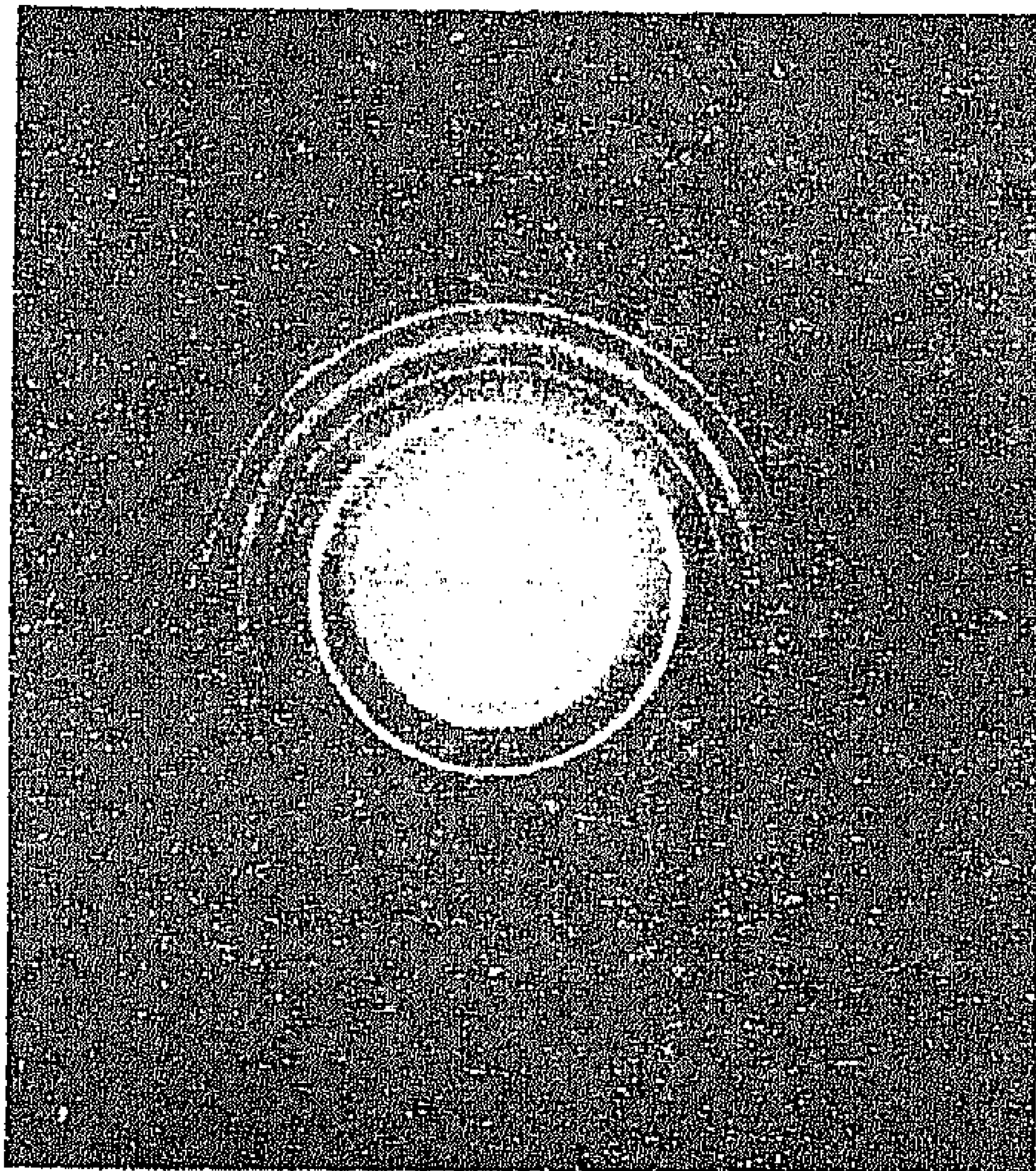
شكل ١٣ أ لتوضيح المناقشة الواردة فى بند ١٣ . الشكل يبين مصفوفة خطية لمجموعة من الذرات المزاحة عن بعضها بمسافات متساوية . يمكننا كذلك اعتبار كل نقطة بمثابة خط من الذرات المتعامد مع مستوى الشكل وتحدث القيم العظمى للحيود فى اتجاهات يكون فيها المقدار $d \sin \theta$ مساوياً لمضاعفات صحيحة للطول الموجى .



شكل ١٤ أ حيود الأشعة السينية أو الإلكترونات من عينة مكونة من مجموعة من البلورات الصغيرة المائلة بشكل عشوائى . الأشعة الحائدة ترسم سطوحا مخروطية دائرية ، يعتمد نمطها على التركيب البلورى وعلى الأطوال الموجية الساقطة .

الأشكال ١٤ ب — جـ ، ٢٢ أ ، ٢٢ جـ تم الحصول عليها بهذه الطريقة . فى تجارب الحيود الإلكترونات يستلزم وجود العينة فى الجزء المفرغ من جهاز الحيود . وإلا إستطارت الإلكترونات بشدة بواسطة الهواء وبواسطة أى فتحات خلالية فى الأنبوبة . فى حين أن الأشعة السينية لاتستطير بنفس الشدة وعلى هذا يمكن أن توضع العينة فى الهواء ، خارج أنبوبة الأشعة السينية .

١٤ – وتشبه طريقة طومسون مايسمى بطريقة ديباى – شرر (Dedye - Scherrer) فى تجارب حيود أشعة X . حيث تستطير حزمة من الأشعة السينية وحيدة اللون وموحدة الاتجاه أو حزمة من الإلكترونات بواسطة عينة مكونة من عدد كبير من البلورات الميكرونية المائلة بطريقة عشوائية . وتتنبأ النظرية بأن الموجات الحائدة سوف تنطلق على شكل سطوح مخروطية دائرية ، متمركزة حول اتجاه السقوط . (أنظر شكل ١٤ أ) . فإذا ماصورنا فوتوغرافيا الأشعة الحائدة على لوح عمودى مع اتجاه السقوط فإننا نحصل عندئذ على مجموعة من الدوائر المتحدة المركز . ويتوقف نمط هذه الدوائر على التركيب البلورى بطريقة مميزة ، فإذا كان الطول الموجى معروفاً فإننا نستطيع أن نعين تماماً هندسة شبيكة البلورة .



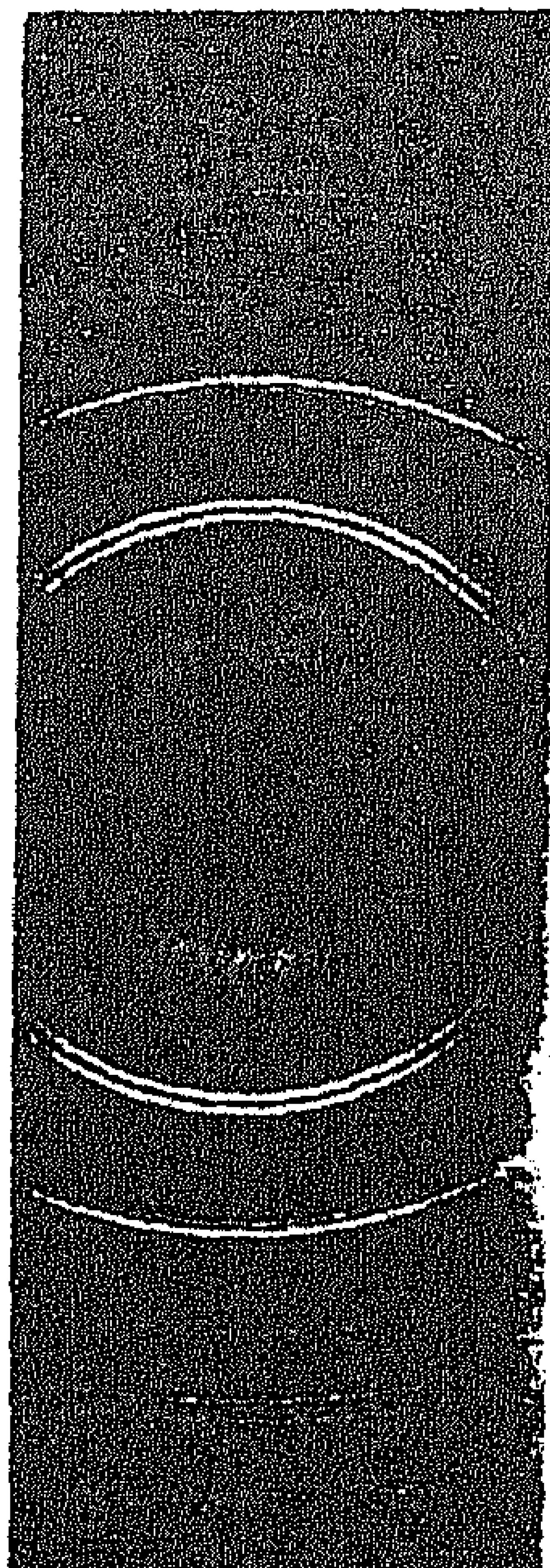
شكل ١٤ ب صورة توضح حيود الإلكترونات بواسطة القصدير الأبيض ، بناء على الطريقة الموضحة فى شكل ١٤ أ . نرسب بلورات صغيرة من القصدير (أبعادها فى حدود 300 A) على شريحة رقيقة من أول أكسيد السليكون . وقد وضعت الشريحة كعينة فى ميكروسكوب الكترونى يستخدم هنا كجهاز للحيود الألكترونى . وقد سقطت الإلكترونات على العينة بطاقة قدرها 100 keV (هذه الطاقة تناظر طولا موجياً قدره حوالى 0.04 A) . وتناظر حلقات الحيود التى نراها تقاطعات الأشكال المخروطية التى فى شكل ١٤ أ مع لوح التصوير .

كان الهدف من تجربة الحيود هذه بالذات هو اختيار التركيب البلورى لبلورات صغيرة من القصدير مجهزة بواسطة طريقة التبخير

(صورة بالإذن من *Dr W. Hines and Professor W. Knight, Berkele)*

والشكلان ١٤ب، ١٤جـ عبارة عن صورتين مأخوذتين بهذه الطريقة ، الأولى باستخدام الألكترونات والثانية باستخدام الأشعة السينية ، والعينات فى كلتا الحالتين هى مجموعة من البلورات الصغيرة من مادة

القصدير الأبيض . ويبدو واضحاً تماماً التشابه بين نمط الدوائر فى الحالتين ، أننا إذا لم نكن نعرف شيئاً عن تفاصيل نظرية حيود الموجات فى الشبيكات ، فإن نظرة سريعة إلى هاتين الصورتين تقنعنا فى الحال بأن الأشعة السينية والألكترونات تحيد بنفس الطريقة .



شكل ١٤ جـ صورة توضح حيود الأشعة السينية بواسطة عينة من القصدير الأبيض ؛ باستخدام الطريقة الموضحة فى شكل ١٤ أ . (هذه الصورة فى الواقع ليست مصورة على لوح تصوير مستو ، ولكن على شريط من فيلم وضع على شكل قوس دائرى أثناء التعريض . هذا لايغير من جوهر التجربة) . وكانت العينة مكونة من كية صغيرة من مسحوق القصدير الناعم فبلغ متوسط أبعاد جزيئاته حوالى واحد ميكرون . وكان الطول الموجى المستخدم حوالى 1.5 A° .

يجب مقارنة هذه الصورة بعناية مع شكل ١٤ ب . فالتشابه بينهما واضح للغاية وليس هناك أدنى شك فى أن الإلكترونات والأشعة السينية تحيد بواسطة البلورات بنفس الطريقة .

(صورة بالإذن من *Mr. George Gordon, Berkeley*)

١٥ — وعلى هذا تبين تجارب دافيسون وجيرمر وتجارب طومسون بما لايدع مجالا للشك بأن موجات المادة موجودة بالفعل ، وأن أطوالها الموجية « على الأقل للألكترونات » تحدد بعلاقة دى برولى . فى عام

١٩٢٩ استطاع استرمان (Estermann) وشتيرن* (Stern) أن يوضحا بأن ذرات الهليوم وجزيئات الهيدروجين تحيد أيضاً بشكل يتفق مع نظرية دي برولي . وقد عززت تجاربهما بقوة اعتقادنا بالتحقق العام لموجات المادة حيث أن هذه الجسيمات تتضمن جسيمين جديدين مختلفين تماماً عن الألكترون . وبصرف النظر عن الاختلاف فى الكتلة فإن ذرات الهليوم وجزيئات الهيدروجين تختلفان عن الألكترون فى أنهما أنظمة مركبة فى حين أن الألكترون (ربما) يعتبر جسيما أوليا . وعلى هذا توضح التجارب بأن الذرة ككل وأن الجزيء ككل هما موجات ، وقد نكون الآن على استعداد لكى نصدق بأنه تحت شروط تجريبية مناسبة سوف يسلك جسم كبير مثل البيانو مثلا سلوك الموجة .

سيتضح لنا فيما بعد حيود النيترونات البطيئة جداً من شبيكة البلورة ، ومن كل هذه المشاهدات تنشأ تقنيات جديدة تستخدم فى الوقت الراهن كروتين لدراسة تركيب البلورات والجزئيات وهى طرق مكملة لطرق حيود الأشعة السينية وحيود الإلكترونات**

نظرية الحيود لتركيب دورى

١٦ – دعنا نعتبر الحيود بواسطة شبيكة ذات بعد واحد ، أو بعدين أو ثلاثة أبعاد بشىء من التفصيل . الشبيكة عبارة عن تركيب بلورى يمكن أن نتصوره كبناء مكون من نسخ طبق الأصل هى الخلية .. خلية الوحدة وتوضح أشكال ١٦ أ – جـ هذه الفكرة . بالنسبة لشبيكة أحادية البعد تكون الخلية الوحدة عبارة عن جزء من خط ، أما بالنسبة لشبيكة ثنائية الأبعاد فإن الخلية الوحدة هى متوازى أضلاع ، وتكون متوازى سطوح بالنسبة لشبيكة ثلاثية الأبعاد . وللسهولة دعنا نتصور بأن ذرة (من نوع معين) موضوعة عند كل ركن من أركان الخلية الوحدة . وتتحدد مواضع كل الذرات فى الشبيكة بالعلاقات

$$\mathbf{x} = n_1\mathbf{e}_1 \qquad (١٦ أ)$$

بالنسبة للشبيكة الخطية ، وبالعلاقة

$$\mathbf{x} = n_1\mathbf{e}_1 + n_2\mathbf{e}_2 \qquad (١٦ ب)$$

بالنسبة للشبيكة المستوية ، وبالعلاقة

$$\mathbf{x} = n_1\mathbf{e}_1 + n_2\mathbf{e}_2 + n_3\mathbf{e}_3 \qquad (١٦ جـ)$$

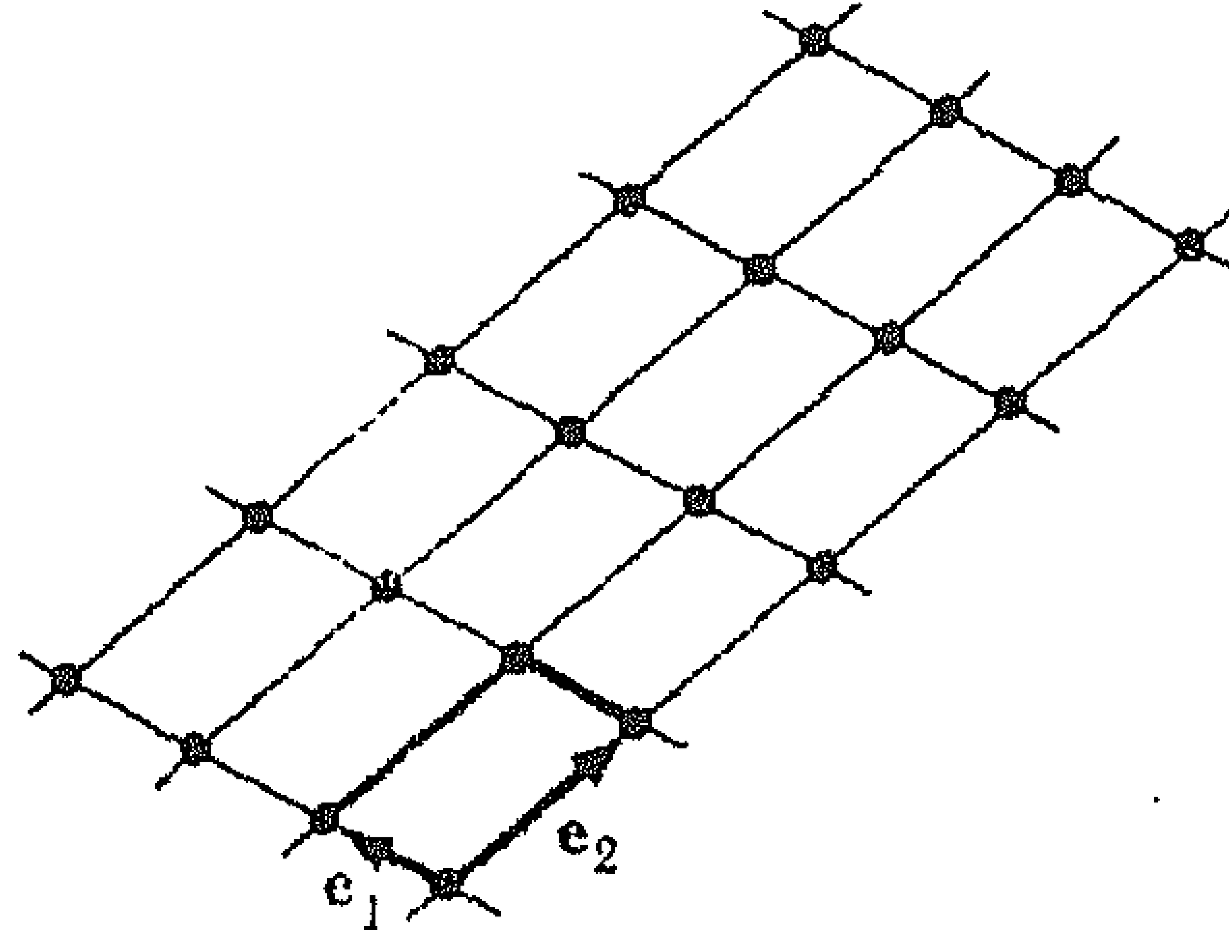
بالنسبة للشبيكة ثلاثية – الأبعاد ، حيث n_1 ، n_2 و n_3 هى أعداد صحيحة ، وتحدد المتجهات $\mathbf{e}_1$ ، $\mathbf{e}_2$ و $\mathbf{e}_3$ الخلية الوحدة كما هو مبين فى الأشكال ١٦ أ – جـ .

(*) I. Estermann and O. Stern, "Beugung von Molekularstrahlen," *Zeitschrift für Physik* 61, 95 (1930).

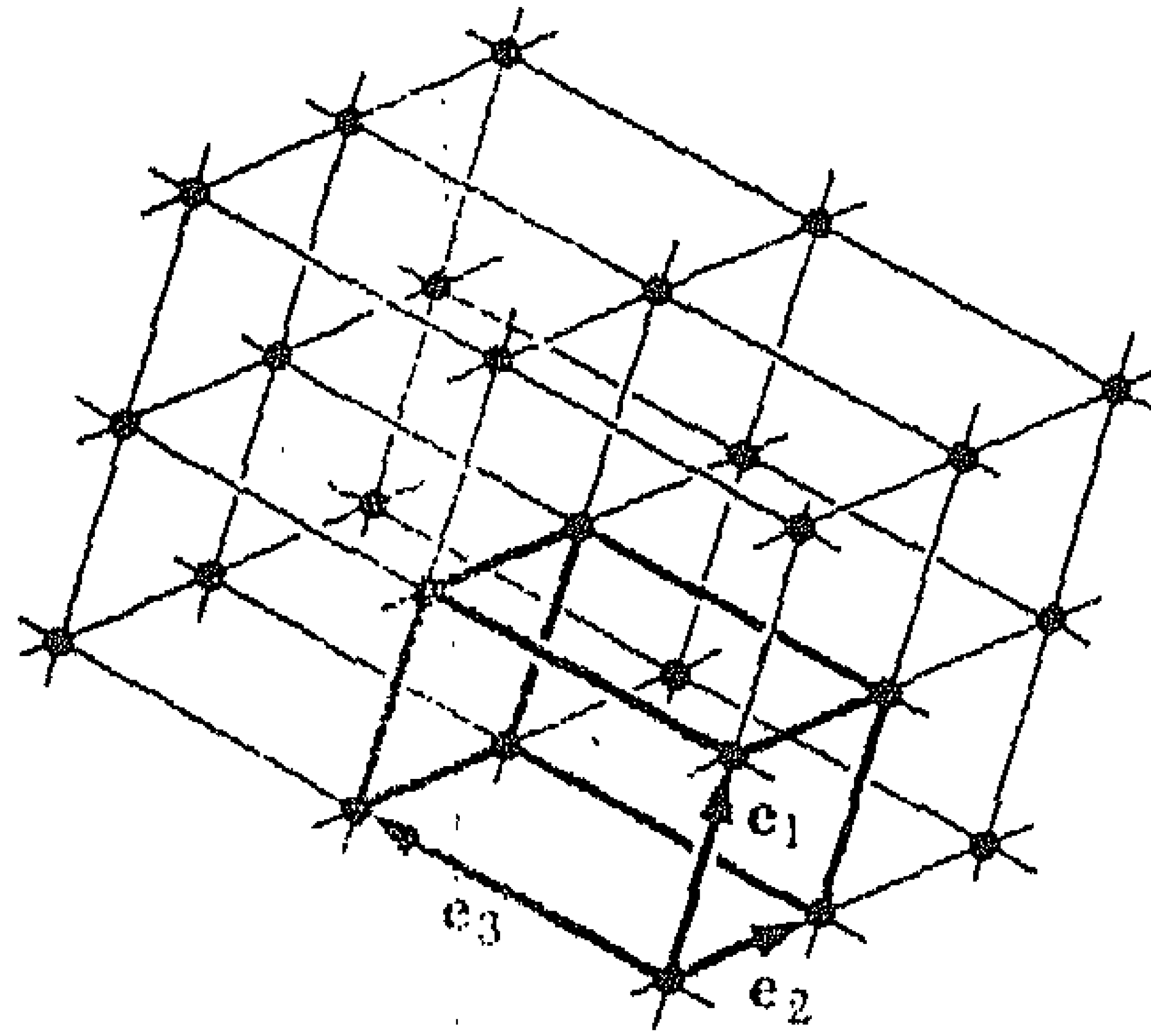
(**) D. P. Mitchell and P. N. Powers, "Bragg reflection of slow neutrons," *The Physical Review* 50, 486 (1936). See also E. O. Wollan and C. G. Shull, "Neutron diffraction and associated studies," *Nucleonics* 3, 8 (1948).



شكل ١٦ أ يبين مصفوفة من ذرات ذات مسافات بينية متساوية



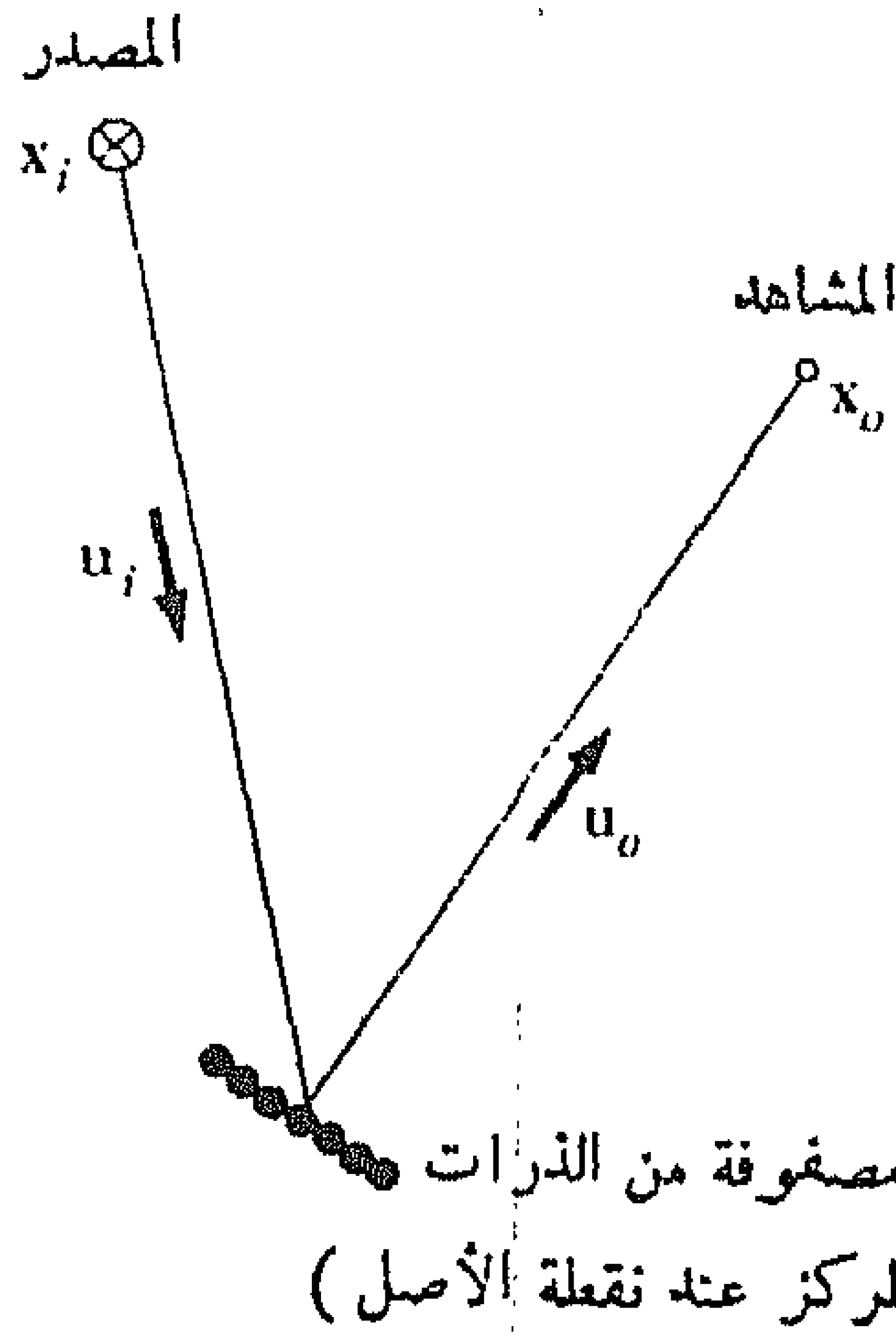
شكل ١٦ ب شبيكة ثنائية البعدين . وتعرف الخلية الوحدة بالمتجهين e_1 و e_2 . وقد رسمت حوافها بالخطوط الثقيلة . ويتم بناء كل الشبيكة من نسخ طبق الأصل لخلية الوحدة .



شكل ١٦ جـ شبيكة ثلاثية الأبعاد . وقد رسمت مرة أخرى حواف الخلية الوحدة بالخطوط الثقيلة . ومتجه الموضع لأى نقطة من نقط الشبيكة هو عبارة عن المجموع الخطى ذات المعاملات الصحيحة للمتجهات e_1 ، e_2 و e_3 (هذه المتجهات ليست متعامدة بالضرورة) .

سوف نعتبر فيما يلي بأن الشبيكة تحتوى على عدد كبير جداً من الذرات ولكنه عدد محدود . ولكي نتجنب الوقوع في لبس ، دعنا ننص بصراحة على أن المصفوفات أحادية البعد وثنائية وثلاثية الأبعاد موجودة في فراغ ثلاثي الأبعاد ، وليست ، مثلا ، شبيكة ثنائية الأبعاد في عالم ثنائي الأبعاد .

١٧ – اعتبر الحالة الموضحة فى شكل ١٧ أ ، حيث تنبعث موجة من مصدر مثبت عند النقطة $\mathbf{x}_i$. تعانى هذه الموجة حيوداً بواسطة مصفوفة من الذرات المتماثلة ، وترصد الموجة المستطيرة عند النقطة $\mathbf{x}_0$. وسوف نفترض أن مركز المصفوفة (الممثل بإحدى الذرات) يقع عند نقطة الأصل ، وأن المسافات $x_i = |\mathbf{x}_i|$ و $x_0 = |\mathbf{x}_0|$ كبيرة جداً إذا قورنت بالأبعاد الطولية للمصفوفة . وسوف نعتبر أولا حالة المصفوفة أحادية البعد . يمكن تطبيق اعتبارات مماثلة تماماً على مصفوفات استطارة ثنائية وثلاثية الأبعاد .



شكل ١٧ أ الحيود بواسطة مصفوفة خطية (لتوضيح المناقشة الواردة فى بند ١٧) ، وقد افترضنا فيما يلى بأن المسافات من المصفوفة إلى المصدر وإلى المشاهد كبيرة بالمقارنة مع حجم المصفوفة . وتتكون المصفوفة نفسها من عدد كبير جداً ولكنه محدود من الذرات .

وتشير وحدة المتجه $\mathbf{u}_i$ إلى اتجاه السقوط فى حين يشير وحدة المتجه $\mathbf{u}_0$ إلى اتجاه الحزمة المستطيرة .

طول المسار الواصل من المصدر إلى المشاهد ماراً بنقطة الأصل هو $S_0 = X_i + X_0$. وبفرض أن $S(n_1)$ هو طول المسار من المصدر إلى المشاهد المار بالذرة ذات الوضع الموصوف بالعدد n_1 بناء على الصيغة (١٦ أ) فإننا نحصل على

$$s(n_1) = |\mathbf{x}_i - n_1\mathbf{c}_1| + |\mathbf{x}_0 - n_1\mathbf{c}_1| \qquad (١٧ أ)$$

تتداخل الموجات التى تصل من الذرات المختلفة إلى المشاهد مع بعضها البعض ، وبذلك تكون سعة الموجة المحصلة هى مجموع السعات للموجات الحائدة من كل الذرات . والحصول على قيمة عظمى للحيود يستلزم أن تكون كل الموجات التى تصل إلى نقطة المشاهدة متفقة فى الطور مع بعضها البعض ، وإلا تلاشت الموجات الحائدة من الذرات المختلفة . والشرط الضرورى الذى يحقق هذا هو أن يكون الفرق فى المسار $S(n_1) - S_0$ لكل ذرة أى لكل عدد صحيح n_1 مضاعفاً صحيحاً للطول الموجى λ .

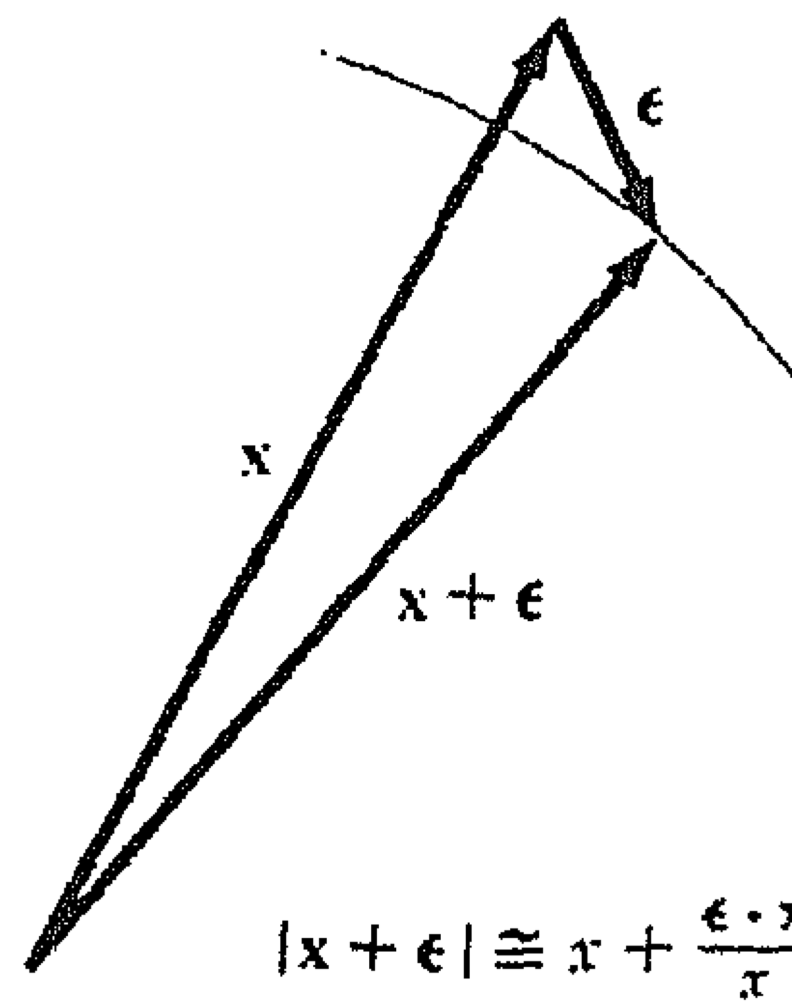
بما أننا افترضنا بأن جرم المصفوفة صغير جداً بالنسبة لبعدها عن المصدر وعن المشاهد ، فإن المتجه $n_1 \mathbf{e}_1$ سوف يكون صغيراً جداً بالمقارنة مع المتجهات $\mathbf{x}_i$ و $\mathbf{x}_0$. وعندئذ يمكننا أن نكتب تعبيراً مقرباً للبعدين الواردين فى الطرف الأيمن للمعادلة (١٧ أ) ، بالتحديد

$$|\mathbf{x}_i - n_1\mathbf{e}_1| \cong x_i - n_1 \frac{(\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{e}_1)}{x_i} \qquad (\text{١٧ ب})$$

$$|\mathbf{x}_0 - n_1\mathbf{e}_1| \cong x_0 - n_1 \frac{(\mathbf{x}_0 \cdot \mathbf{e}_1)}{x_0} \qquad (\text{١٧ ﺟ})$$

ويظهر المعنى الهندسى لهذا التقريب فى الحال من الشكل ١٧ ب وبهذا يكون الفرق فى المسار هو

$$s(n_1) - s_0 \cong -n_1\mathbf{e}_1 \cdot \left(\frac{\mathbf{x}_i}{x_i} + \frac{\mathbf{x}_0}{x_0}\right) \qquad (\text{١٧ د})$$



شكل ١٧ ب يوضح التقريب الهام الذى يرد غالباً فى المناقشات الفيزيائية . إذا كان طول المتجه ε صغيراً جداً بالمقارنة مع المتجه x ، فإن المتجه x يكون موازياً تقريباً للمتجه x + ε . وطول المتجه الأخير يكون مساوياً على وجه التقريب لطول المتجه x مضافاً إليه مركبة ε فى اتجاه x .

١٨ – إذا كان $\mathbf{u}_i$ هو وحدة المتجه فى اتجاه الحزمة الساقطة ، وكان $\mathbf{u}_0$ هو وحدة المتجه فى اتجاه الحزمة الحائدة ، فإننا عندئذ نحصل على

$$\mathbf{u}_i = -\frac{\mathbf{x}_i}{x_i}, \qquad \mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{x}_0}{x_0} \qquad (\text{١٨ أ})$$

والآن إذا جعلنا كلا من x_i و x_0 فى (١٧ د) تؤول إلى مالا نهاية فإننا نحصل على

$$s(n_1) - s_0 = n_1\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0) \qquad (\text{١٨ ب})$$

وبذلك يكون شرط أكبر قيمة للحيود هو

$$\frac{n_1\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0)}{\lambda} = n_1' \qquad (١٨ ج)$$

على أن تكون n_1' عدداً صحيحاً لكل اختيار للعدد الصحيح n_1 . ومن الواضح أن هذه الحالة تتحقق إذا كان الشرط اللازم والكافي هو

$$\frac{\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0)}{\lambda} = m_1 \qquad (١٨ د)$$

على أن تكون m_1 عدداً صحيحاً ، وكان باستطاعتنا استخلاص هذا الشرط فى الحال ، فالموجات المستطيرة من أى زوج من الذرات تصل متفقة فى الطور مع بعضها البعض فقط إذا وصلت الموجات المستطيرة من ذرتين متجاورتين متفقة فى الطور مع بعضها البعض ، وهذا هو بالضبط ما يقول به الشرط (١٨ د) .

وباستخدام علاقة دى برولى ، يمكننا أن نعيد كتابة (١٨ د) فى صورة فيزيائية مثيرة ، كما يلى . إذا كانت $\mathbf{p}_i$ هى كمية الحركة للحزمة الساقطة و $\mathbf{p}_0$ هى كمية الحركة للحزمة المستطيرة ، فإننا نحصل على

$$\frac{\mathbf{u}_i}{\lambda} = \frac{\mathbf{p}_i}{h}, \qquad \frac{\mathbf{u}_0}{\lambda} = \frac{\mathbf{p}_0}{h} \qquad (١٨ ه)$$

ويمكن كتابة الشرط (١٨ د) على الصورة

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q} = m_1 h \qquad (١٨ و)$$

حيث $\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0$ هى كمية الحركة التى تنتقل إلى المصفوفة . وعلى هذا يكون شرط الحصول على أكبر قيمة للحيود بالنسبة لمصفوفة أحادية البعد هو أن حاصل الضرب القياسى لكمية الحركة المنتقلة $\mathbf{q}$ مع المتجه $\mathbf{e}_1$ يجب أن يكون مضاعفاً صحيحاً للثابت h : أى أن كمية الحركة المنتقلة فى اتجاه المصفوفة يكون مقدار « كمياً »

١٩ – لقد افترضنا ضمنياً فى مناقشتنا بأن عملية الإستطارة تكون من النوع المرن ، مما يعنى بأن طاقة (تردد) الجسيم المستطير تكون مساوية لطاقة (أو تردد) السقوط . وهذا يتضمن شرطاً آخر : وهو أن مقدار كمية الحركة الساقطة هى نفس مقدار كمية الحركة المستطيرة . وعلى هذا فإن مواضع أكبر قيم للحيود تتحدد بواسطة شرطين

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q} = m_1 h \qquad (١٩ أ)$$

و

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0| \qquad (١٩ ب)$$

حيث m_1 أى عدد صحيح .

يجب أن تحقق كمية الحركة الشرطين (١٩ أ) و (١٩ ب) تماماً بالنسبة لمصفوفة لانهائية الطول . أما بالنسبة لمصفوفة محدودة فإننا نلاحظ أيضاً بعض الحيود خارج الاتجاهات المحددة بالشروط السابقة .

وتتوقف حدة النهايات العظمى للحيود (كدالة فى الزاوية) على عدد الذرات فى المصفوفة . نحن نفترض أن العدد كبير وأن الجسيمات المستطيرة تنطلق على هذا فى اتجاهات محددة تماماً ، كما تبين المعادلات (١٩ أ) و (١٩ ب). هذه المعادلات تعرف مجموعة من الأشكال المخروطية ، مخروط واحد لكل عدد صحيح m_1 . هذه الأعداد الصحيحة تكون بالطبع معرضة للقيد

$$|m_1| \leqq 2|\mathbf{e}_1||\mathbf{p}_i|/h \qquad (\text{١٩ ج})$$

وذلك لأن كمية الحركة المنتقلة لايمكن أن تزيد عن ضعف كمية الحركة الساقطة .

٢٠ – يمكننا بسهولة أن نجد الشروط المناظرة لقيم الحيود العظمى بالنسبة لمصفوفة ثنائية البعد . فالشرط (١٩ أ) يجب أن يتحقق لكل اتجاه فى الشبيكة ، أى لكل خط يحتوى على أكثر من ذرة . ويجب أن تتحقق على وجه الخصوص لحواف خلية الوحدة ، وعلى هذا يكون لدينا الشروط

$$\mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = m_1 h, \qquad \mathbf{e}_2 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) = m_2 h \qquad (\text{٢٠ أ})$$

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0| \qquad (\text{٢٠ ب})$$

حيث m_1 و m_2 هى أعداد صحيحة ، ويمكن القول مرة أخرى بأن كمية الحركة المنتقلة فى مستوى الشبيكة تكون « مكماه » . لإثبات هذا بشكل أكثر وضوحاً ، دعنا نعرف متجهين $\mathbf{q}_1$ و $\mathbf{q}_2$ فى المستوى ($\mathbf{e}_1$ و $\mathbf{e}_2$) بواسطة الشروط .

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_1 &= h, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0 \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_2 &= h \end{aligned} \qquad (\text{٢٠ ج})$$

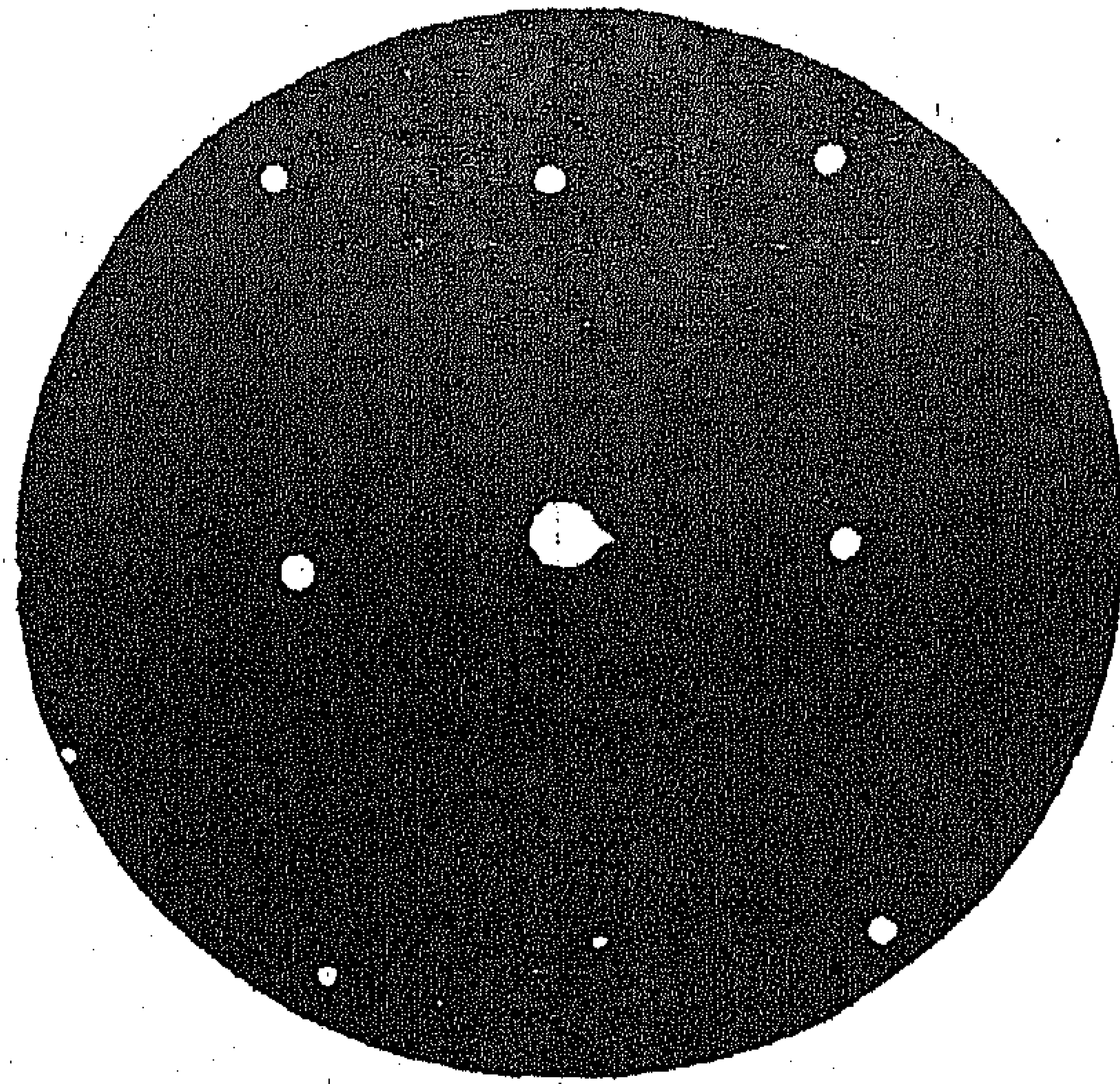
هذه المعادلات لها دائماً حل منفرد (أحادى) . لاحظ أن المتجهات $\mathbf{q}_1$ و $\mathbf{q}_2$ ليس لها على وجه العموم نفس اتجاهات $\mathbf{e}_1$ و $\mathbf{e}_2$ إلا إذا كانت الشبيكة على شكل مستطيل .

وعلى هذا تقرأ الشروط (٢٠ أ)

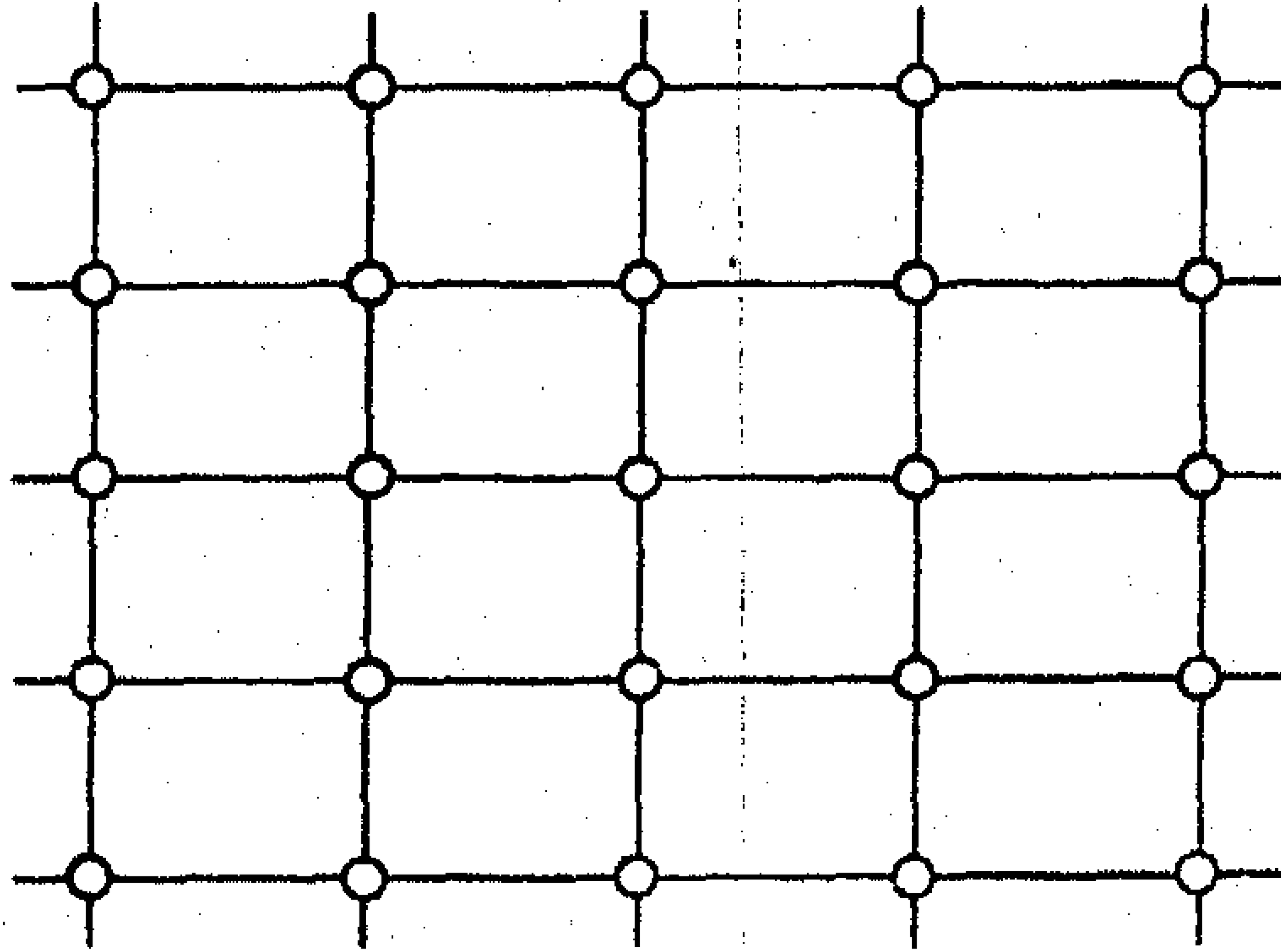
$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0 = m_1\mathbf{q}_1 + m_2\mathbf{q}_2 + \mathbf{q}^* \qquad (\text{٢٠ د})$$

حيث تكون m_1 و m_2 أى أعداد صحيحة ، وحيث تكون $\mathbf{q}^*$ أى متجه اختيارى عمودى على مستوى الشبيكة . وتكون كمية الحركة المنتقلة إلى الشبيكة مكماة ، فى حين أن المركبة العمودية لاتكون كذلك . ويتحدد مقدارها بالشرط (٢٠ ب) الذى يشير إلى أن الاستطارة تكون مرنة . وعلى هذا يمكننا أن نجد عدة حلول للمعادلات (٢٠ أ) و (٢٠ ب) بشرط أن لاتكون كمية الحركة الساقطة صغيرة جداً (أى بشرط ألا يكون الطول الموجى كبيراً جداً) . وتنطلق الأشعة الحائدة فى عدد من الاتجاهات المنفصلة المعرفة تماماً ، وليس على شكل سطوح مخروطية ، كما هو الحال بالنسبة للمصفوفة أحادية البعد .

فى تجربة دافيسون وجيرمر لاتتوغل الإلكترونات قليلة الطاقة فى البلورة إلا قليلا . ويكون الحيود بواسطة الذرات التى فى طبقة السطح ، وبذلك تطبق النظرية الخاصة بالشبيكة ثنائية البعد .



شكل ٢٠ أ الموضح بأعلى يبين نمط الحيود للإلكترونات المستطيرة إلى الخلف من سطح بلورة من النيكل . حيث كانت الألكترونات ساقطة فى اتجاه عمودى على سطح البلورة ، بطاقة قدرها 76 eV . هذه حالة نمطية تنطبق عليها نظرية الحيود لشبيكة ثنائية البعد .



شكل ٢٠ ب الموضح بأعلى يبين التماثل فى مستوى هذا الوجه بالذات للبلورة . ويمكننا أن نتصور بأن الدوائر الصغيرة تمثل ذرات النيكل فى الطبقة السطحية . ويعكس نمط الحيود تماثلا شبيهاً بتماثل المستطيل . سؤال للقارىء : هل الشكلان متماثلان بالنسبة لبعضهما بطريقة صحيحة أم كان من الواجب أن يدور الشكل السفلى بزاوية قدرها ٩٠ ؟

(صورة حيود الإلكترونات بالإذن من *Dr A U. MacRae, Bell Telephone Laboratories, New Jersy*)

٢١ – بالنسبة لمصفوفة ذات ثلاثة أبعاد يكون لدينا

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_1 h, \\ \mathbf{e}_2 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_2 h, \\ \mathbf{e}_3 \cdot (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0) &= m_3 h \end{aligned} \qquad \text{(٢١ أ)}$$

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0| \qquad \text{(٢١ ب)}$$

حيث m_1 ، m_2 و m_3 أي أعداد صحيحة . أسوة بما أنجزناه فى البند السابق ، دعنا نعرف المتجهات $\mathbf{q}_1$ ، $\mathbf{q}_2$ و $\mathbf{q}_3$ بالشروط التالية :

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_1 &= h, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_1 &= 0 \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_2 &= h, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_2 &= 0 \\ \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{q}_3 &= 0, & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{q}_3 &= 0, & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{q}_3 &= h \end{aligned} \qquad \text{(٢١ جـ)}$$

هذه المعادلات لها دائماً حلول منفردة . وعندئذ نستطيع أن نكتب الشروط (٢١ أ) على الصورة

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0 = m_1 \mathbf{q}_1 + m_2 \mathbf{q}_2 + m_3 \mathbf{q}_3 \qquad \text{(٢١ د)}$$

وتكون كمية الحركة المنتقلة « مكاه » بحيث يجب أن تكون تجميعاً خطياً ، بمعاملات صحيحة ، للمتجهات الثلاثة $\mathbf{q}_1$ ، $\mathbf{q}_2$ و $\mathbf{q}_3$ المحددة بالتركيب الهندسى للشبيكة . إذا ما تأملنا المعادلة (٢١ د) فإننا نلاحظ أن القيم الممكنة لكمية الحركة المنتقلة تكون شبيكة فى حيز كمية الحركة . وتعرف هذه الشبيكة **بالشبيكة المقلوبة** للبلورة .

بالنسبة للكمية الاختيارية الساقطة لايكون من الممكن دائماً أن نتحقق من المعادلات (٢١ د) و (٢١ب) . وتكون المعادلات (٢١ أ) و (٢١ ب) عندما تؤخذ معاً أربع معادلات تحدد المركبات الثلاثة لكمية الحركة النهائية $\mathbf{p}_0$. ويوجد الحل فقط فى حالة ما إذا كانت البلورة موجهة فى الوضع الصحيح .

٢٢ – افترض الآن أننا أجرينا تجربة الحيود على عينة مكونة من عدد كبير جداً من الميكروبلورات ذات الأوضاع العشوائية . عندئذ سيكون هناك دائماً بعض من هذه البلورات موجهة داخل العينة بحيث تتحقق الشروط (٢١ أ) و (٢١ ب) . (على الأقل وجه التقريب) . لمثل هذه العينة يكون هناك عندئذ شرطان لحصول على قيم عظمى للحيود ، وهما

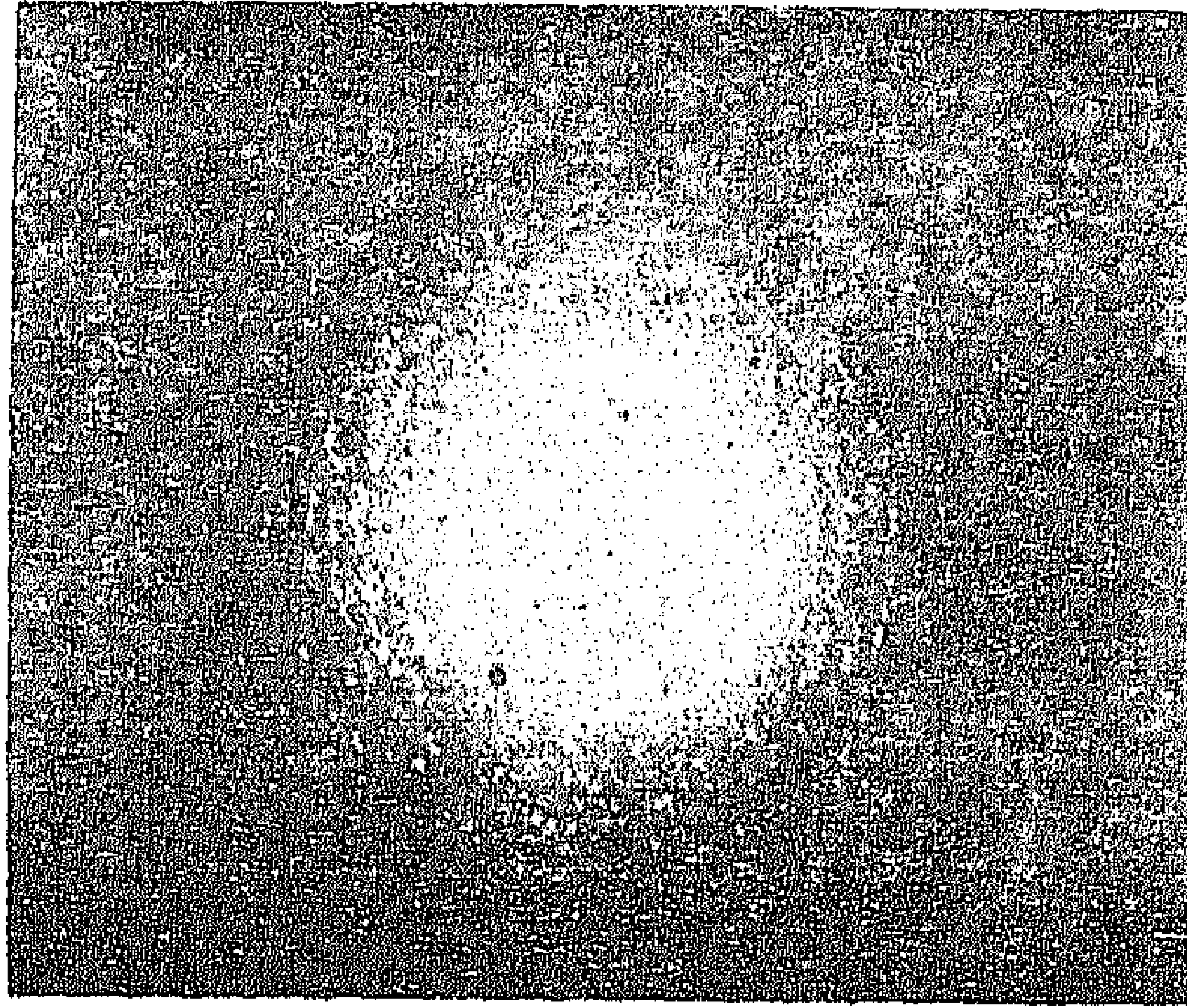
$$|\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0| = |m_1 \mathbf{q}_1 + m_2 \mathbf{q}_2 + m_3 \mathbf{q}_3| \qquad \text{(٢٢ أ)}$$

$$|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_0| \qquad \text{(٢٢ب)}$$

حيث m_1 ، m_2 و m_3 أى أعداد صحيحة وحيث $\mathbf{q}_1$ ، $\mathbf{q}_2$ و $\mathbf{q}_3$ هى المتجهات التى نوقشت فى البند السابق ، لبعض الاتجاهات المعنية لشبيكة البلورة . وتوجد بالفعل حلول للمعادلات السابقة ، ونحن نرى أن الأشعة الحائدة تنطلق على شكل مجموعة مخروطية متمركزة حول اتجاه السقوط .

ويبين الشكل التخطيطى ١٤ أ كيف تجرى تجربة الحيود بناء على النظرية السابقة . فى تجارب الأشعة السينية تكون العينة فى الغالب كمية صغيرة من المسحوق الناعم لعدد كبير من البلورات الميكروئية . وبهذه الطريقة

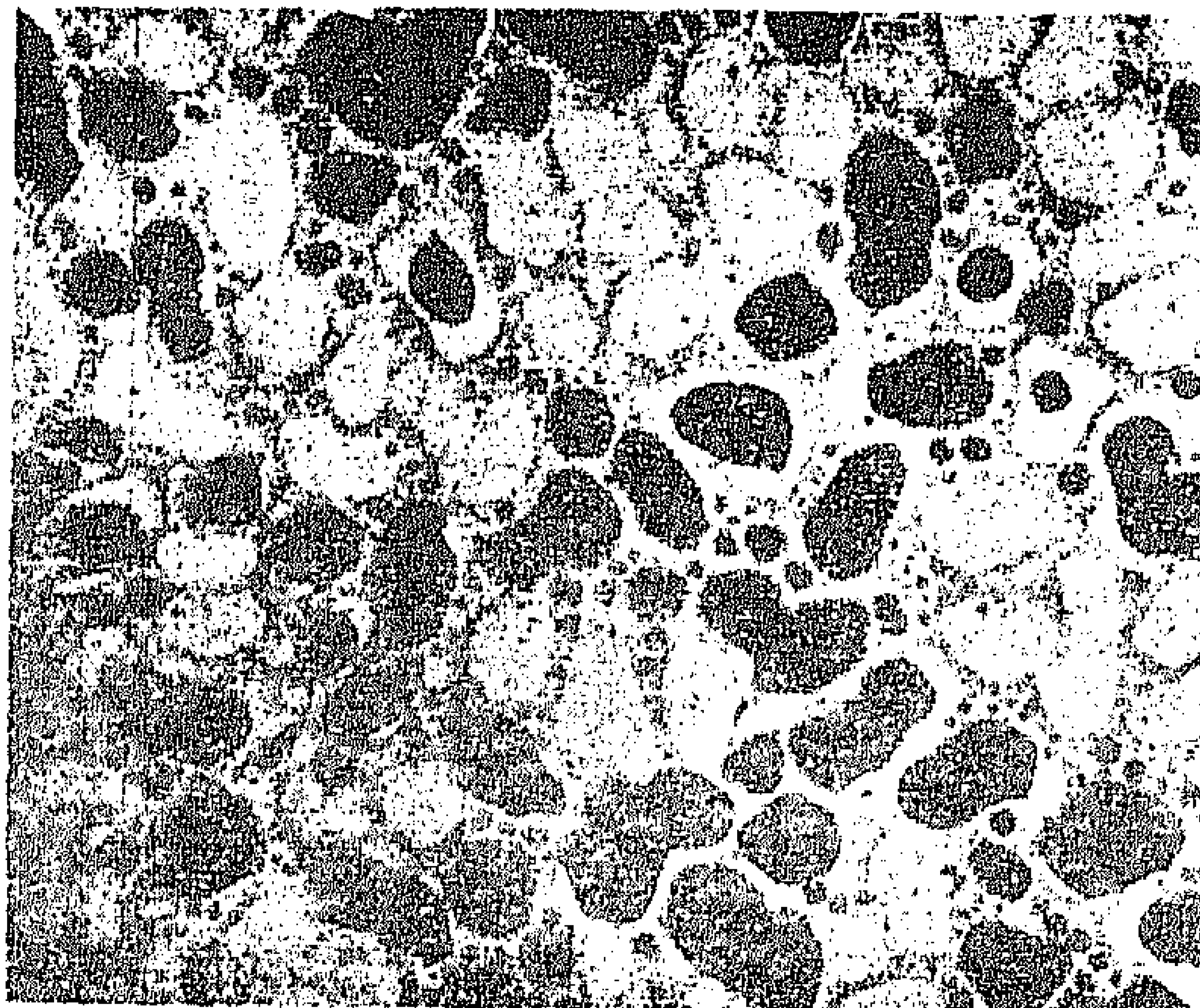
أمكن الحصول على الصورة ١٤ جـ . والخطوط الظاهرة فى شريط الفيلم هى عبارة عن تقاطعات الأشكال المخروطية (المعرفة بالشروط (٢٢ أ) و (٢٢ ب) مع شريط الفيلم .

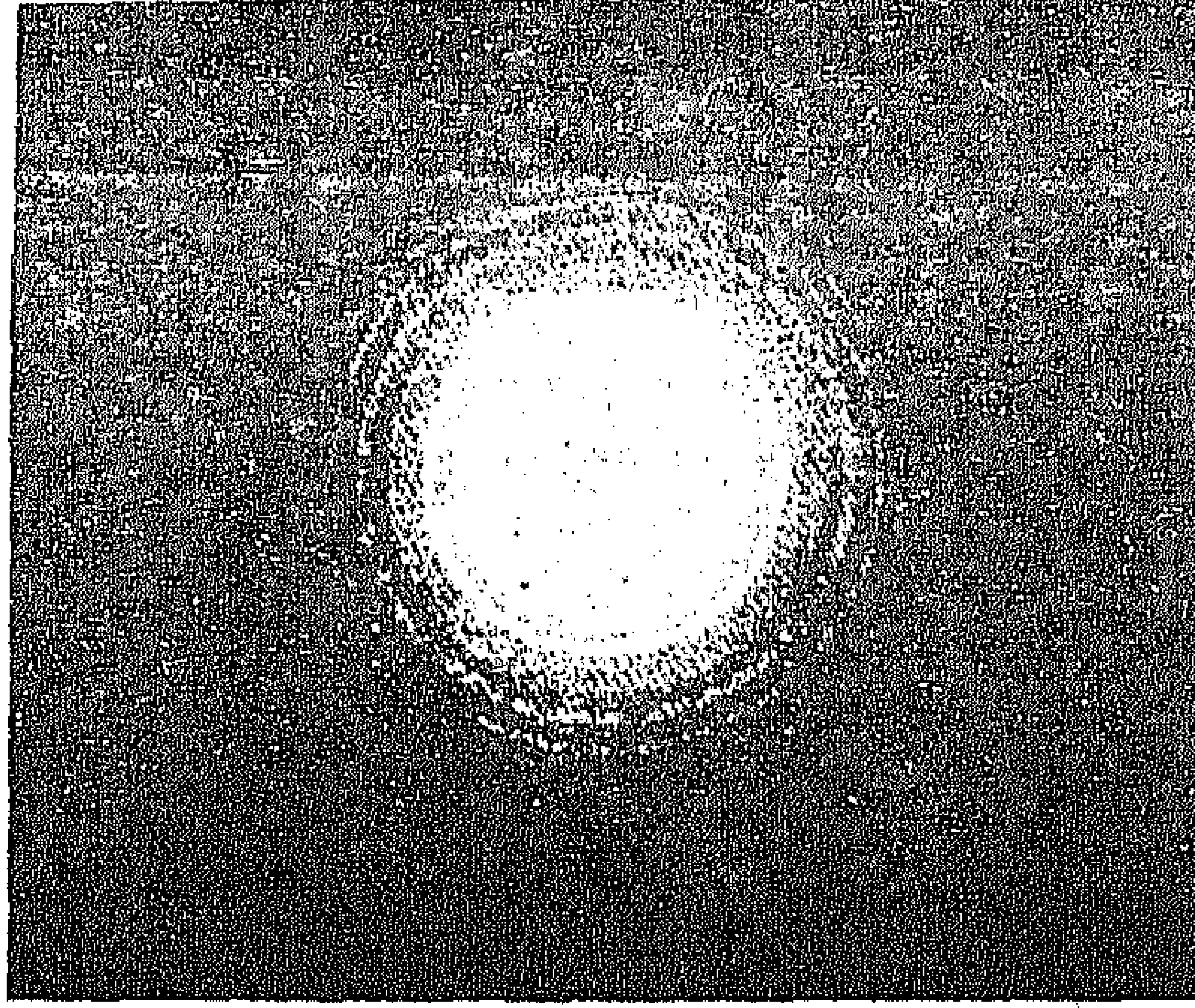


شكل ٢٢ أ – ب الصورة العلوية تبين حلقات الحيود الألكترونى التى تم الحصول عنها باستخدام الطريقة الموضحة تخطيطياً فى شكل ١٤ أ وتتكون العينة ، كما كانت بالنسبة للصورة ١٤ أ ، من بلورات صغيرة من القصدير الأبيض مرسبة على شريحة رقيقة من أول أكسيد السليكون . وتبين الصورة السفلية شكل العينة فى الميكروسكوب الألكترونى (8 mm تناظر 1000 Å) البقع السوداء هى صورة البلورات (تتوقف درجة السواد على ميل البلورات) والبقع الفاتحة عبارة عن حفر فى SiO التى لاتظهر بمجرد أن تحتلها البلورات أثناء تجهيز العينة . متوسط جرم البلورات كان حوالى 1600 Å .

للحصول على صورة الحيود كانت حزمة الألكترونات مقتصرة على مساحة صغيرة نسبياً من العينة . باعتبار النظرية الواردة فى بند ٢٢ فإننا نتوقع أن نرى نقطاً منفصلة ، وهو ماتبينه الصورة بالفعل . بدلا من الحلقات المحددة تماماً .

(صورة بالإذن من *Dr. W. Hines and Professor W. Knight, Berkeley*)

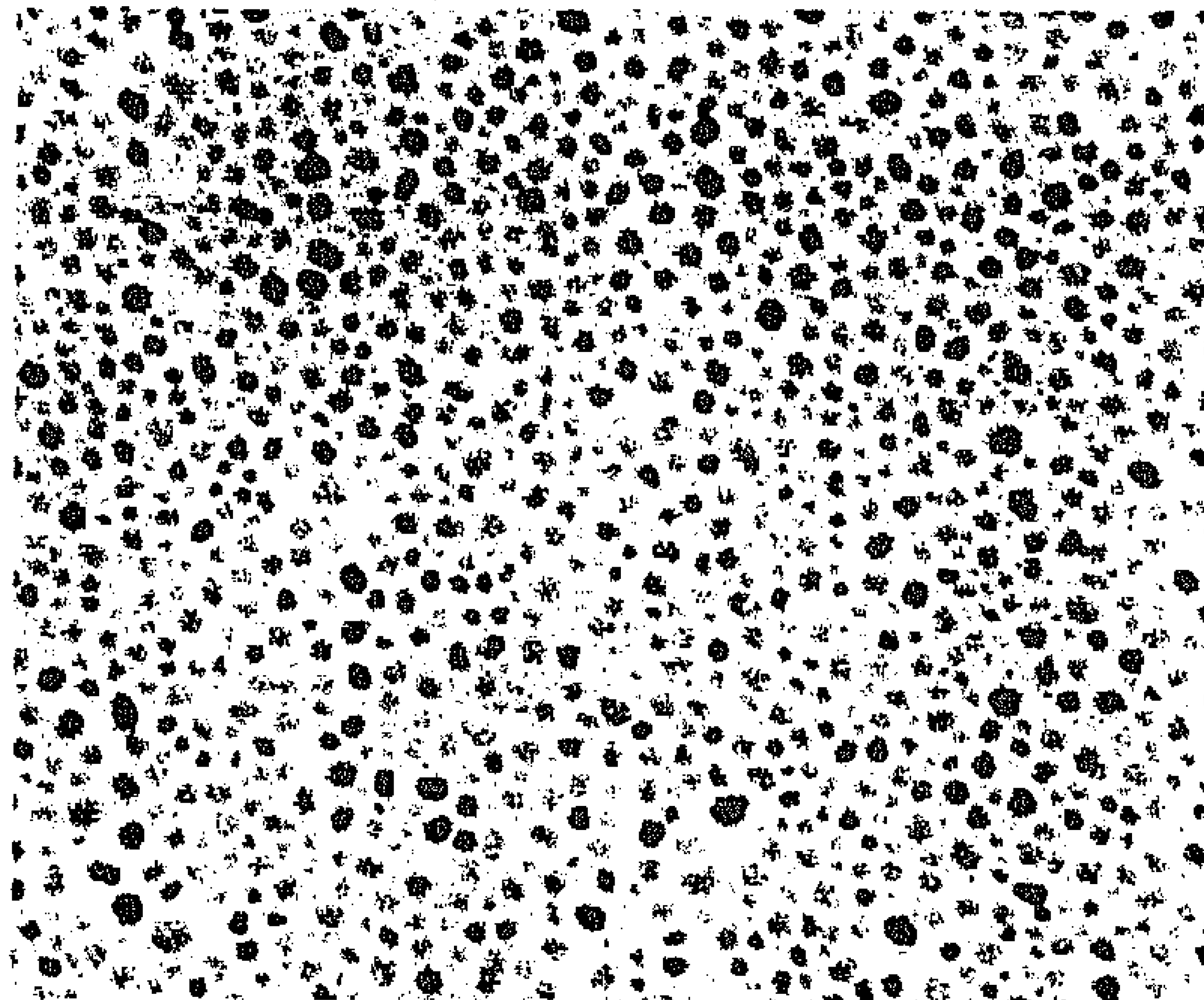




الشكلان ٢٢ جـ – د تم الحصول على هاتين الصورتين بنفس الطريقة التى تم بها الحصول على الصورتين ٢٢ أ – ب . والعينة هنا تتكون من بلورات أصغر حجما (متوسط بعدها 200 Å) . وينشأ نمط الحيود من عدد أكبر بكثير من البلورات . وتبدو الحلقات بشكل أفضل ، على الرغم من أن النقط المنفصلة يمكن رؤيتها . ويجب مقارنة الصورتين ٢٢ أ ، ٢٢ جـ بالصورة ١٤ ب التى لايمكن أن نرى فيها نقطاً منفصلة . الصورة الأخيرة كانت مأخوذة بحزمة من الألكترونات التى عبرت جزءاً أطول بكثير من العينة وبناء على هذا فإننا نرى نمطاً من الحلقات المحددة تماماً حيث أن كل الاتجاهات للبلورات تكون ممثلة تماماً فى العينة .

كانت طاقة الألكترونات 100 keV بالنسبة للصورة ١٤ ب ، ١٤ أ، ١٤ جـ هذه الطاقة تناظر طولا موجياً قدره حوالى 0.04 Å

(صورة بالإذن من *Dr. W. Hines and Professor W. Knight, Brekeley*)



يمكننا أن نفهم بسهولة أنه إذا كانت العينة صغيرة جداً . بمعنى أنها لاتحتوى على عدد كاف من البلورات فإن توزيع الأشعة الحائدة على السطوح المخروطية المحددة يكون غير منتظم بالمرة . وفى هذه الحالة لانرى دوائر متصلة على لوح التصوير ، ولكن نرى بديلا عن ذلك نقطاً منفردة . ويتضح هذا بشكل جميل فى الصور ٢٢أ، ٢٢ جـ . هذه الصور التى يجب مقارنتها بالصورة ١٤ ب ، تبين حيود الكترونات ذات طاقة قدرها 100 keV بواسطة بلورات من القصدير . وفى هذه الحالة تنفذ الموجات الألكترونية تماماً فى البلورات الصغيرة . وقد استخدم الميكروسكوب الألكترونى كجهاز للحيود . وتبين الصور ٢٢ ب و ٢٢ د ، المأخوذة بنفس الميكروسكوب الألكترونى ، كيف تبدو العينة .

لايوجد غير ثابت بلانك واحد

٢٣ — هذا العنوان الفرعى قد يثير عجب القارىء . بالطبع يوجد بالتعريف ثابت بلانك واحد فقط . فا هى النتيجة الهامة التى ينوى المؤلف استخلاصها من هذه الحقيقة العادية ؟

النقطة الأساسية تماماً هى أننا لانحتاج فى الفيزياء لأكثر من ثابت واحد من « طراز ثابت بلانك » . اعتبر أن علاقة دى برولى مكتوبة على الصورة

$$h = \lambda p \qquad (\text{٢٣ أ})$$

حيث p هى كية الحركة للجسيم ، و λ هو طول موجة دى برولى للجسيم . الكيات p ، λ يمكن قياس كل منهما مستقلا عن الآخر ، ويمكننا تعيين ثابت بلانك h بقياس زوج من المتغيرات المتناظرة (p, λ) . وإنها لحقيقة تجريبية جديرة بالملاحظة أننا نحصل دائماً على نفس القيمة h ، بصرف النظر عن نوع الجسيم الذى نراقبه ، أن يكون الحال على هذه الصورة ليس أمراً ثانوياً .

ربما لايكون القارىء قد انبهر بهذا ، فإننا يمكننا ، على أى حال ، اشتقاق هذه العلاقة بناء على بعض الأفكار البسيطة جداً . دعنا ، إذن نختبر المقدمات المنطقية لهذا الاشتقاق .

٢٤ — فى مناقشتنا الواردة فى البنود ٣ — ٥ افترضنا وجود موجه مرافقة لكل جسيم مادى ، بطريقة تجعل سرعة المجموعة مساوية لسرعة الجسيم ، وافترضنا بالإضافة إلى ذلك أن الوصف الموجى - الجسيمى يحقق مبدأ النسبية الخاصة ، مما يعنى بأن العلاقة بين متجه الموجة وترددها ، وبين كية الحركة وطاقة الجسيم يجب أن تكون هى نفسها فى كل إطارات القصور وعلى هذا الأساس استخلصنا النتيجة :

$$E = \hbar\omega, \qquad \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \qquad (\text{٢٤ أ})$$

حيث E هى الطاقة ، $\mathbf{p}$ هى كية الحركة ، ω هو التردد ، $\mathbf{k}$ هو متجه الموجة ، وحيث أن $\hbar$ ثابت معرف بالعلاقة

$$E_0 = mc^2 = \hbar\omega_0 \qquad (\text{٢٤ ب})$$

أى بدلالة طاقة السكون E_0 و « تردد السكون » ω_0

كيف يمكننا استنتاج أن h هو بالفعل ثابت بلانك ؟ يتم ذلك عن طريق التنبؤ . فالعلاقة $E = h\omega$ صحيحة للفوتونات ، وقد يغرينا هذا كى نتنبأ بأنها أيضاً صحيحة بالنسبة للجسيمات المادية ، ولكن هذه بالضبط هى النقطة الحاسمة : هل العلاقة الأولى (٢٤ أ) صحيحة حقاً لكل الجسيمات المادية ؟

وعلى هذا فإن ما اشتققناه حقيقة فى البنود ٣ — ٥ هو أن الصلة بين الطاقة ، كية الحركة ، التردد ومتجه الموجة تكون

$$E = C\omega, \qquad \mathbf{p} = C\mathbf{k} \qquad (٢٤ ج)$$

حيث C ثابت مميز للجسيم ، وهذا الثابت يكون معرفاً ، على سبيل المثال ، بالعلاقة

$$C = \frac{E_0}{\omega_0} \qquad (٢٤ د)$$

ليس هناك ، على أى حال ، سبب يدعو لأن يكون C هو نفس الثابت لكل الجسيمات . فعالمنا قد يكون متفاوتاً ، وقد يكون من الممكن أن نجد بالتجربة أن $C = \hbar$ للفوتونات $C = 7\hbar$ للإلكترونات $C = 17\hbar$ للبروتونات ، وبشكل عام قد يكون من الممكن أن نجد أنه فى حين أن الألكترونات والبروتونات تكون مترافقة بموجات دى برولى ، **لا توجد موجات مادية مرافقة للنيوترونات !**

٢٥ — لحسن الحظ أن المادة التجريبية المتاحة تستبعد احتمال أن تكون « ثوابت طراز بلانك » C مختلفة لأنواع الجسيمات المختلفة . ونحن نقول « لحسن الحظ » لأن صياغتنا الراهنة ذات الفلسفة الجمالية للميكانيكا الكمية تتوقف بطريقة أساسية على افتراض أن $C = \hbar$ هو ثابت عالمى ، لايتوقف على نوع الجسيم . إذا لم يكن الحال كذلك فإن نظرية الجسيمات الأولية والتفاعلات التى بينها قد تكون بالفعل مختلفة تماماً .

إلى أى درجة يمكن التحقق عملياً من الفرض بأن $C = \hbar$ لكل أنواع الجسيمات ؟ أن التجارب المباشرة ، الشبيهة بتجارب دافيسون وجيرمر ، أو طومسون ، قد تم إجراؤها فقط على أنواع قليلة من الجسيمات . وقد استخدمت فى الحال مثل هذه التجارب كاختبارات للعلاقة $h = \lambda p$ ، ولكنها تجارب محدودة الدقة بطبيعتها . إلا أنها تعزز اعتقادنا فى عالمية العلاقات (٢٤ أ) ، إلا أن الأساس الحقيقى فى ثقتنا بتلك العلاقات هو النجاح الشامل لميكانيكا الكم . وتوجد كمية هائلة من الدلائل التجريبية التى تؤكد العلاقات (٢٤ أ) بطريقة غير مباشرة . إلا أن تحليل هذه الدلائل ليس دائماً قاطع الوضوح وبسيط كما هو الحال فى حيود الألكترونات بالبلورات . ولكنها فى جملتها مقنعة تماماً . إن اعتقادنا بأن العلاقات (٢٤ أ) صحيحة تماما هو إلى حد ما مشابه لاعتقادنا بأن العلاقة $E_0 = mc^2$ هى أيضاً صحيحة تماماً والدليل المباشر على صحة العلاقة الأخيرة قوى جداً ، ولكن إجمالى الأدلة غير المباشرة ، المتعلقة بالصلاحية العامة لأفكار النسبية الخاصة ، هى فى الحقيقة التى تقنعنا . وليس هناك أول بادرة فى موادنا التجريبية بأن العلاقة (٢٤ أ) أو العلاقة $E_0 = mc^2$ قد تكون فقط حقيقة تقريبية . فنحن نفترض أنهما صحيحتان تماماً . ونحن نعتبرهما أحجار الزوايا فى بناء النظرية الفيزيائية .

دعنا نستعيد مناقشتنا فى البند ١٢ ، من الفصل الثانى . لقد سقنا الدليل على الدور الأساسى الذى تؤديه الثوابت c و $\hbar$ فى فيزياء الكم النسبية ، ولذلك قد يكون من المفيد اختيار نظام وحدات تكون فيه $\hbar = c = 1$. مثل هذا النظام لايكون له معنى إذا كان لكل جسيم ثابتا من طراز ثابت بلانك C . ولأننا نعتقد بوجود ثابت واحد فقط فهذا يعنى ، على سبيل المثال ، بأن الكتلة والطاقة والتردد مرتبطة دائماً بنفس الطريقة ، كما يمكن اعتبار الكلمات « كتلة » ، « طاقة » و « تردد » كأسماء مختلفة لشىء واحد* .



قد يتساءل القارىء فيما إذا كانت موجات الصورة تتبع كذلك العلاقات (٢٤ أ) . هى بالفعل كذلك ، ونسمى « جسيمات » موجات الصوت **بالفونونات** . وتأتى طاقة الموجة الصوتية ، فى المادة الجامدة مثلا ، على شكل طرود مقدار كل منها $\hbar\omega$ ، حيث ω هو التردد .

ولكننا لانعتبر الفونونات جسيمات أولية ، لأنه يمكن تفسيرها تماماً بدلالة الجسيمات « الحقيقية » فى المادة الجامدة . فموجات المرونة هى حركات جماعية للألكترونات والأنوية وعلى الرغم من هذا فمن المفيد فى بعض الأحيان أن نعتبر الجسيمات « الحقيقية » كما لو كانت موجات « صوتية فى الأثير » .

(*) يفضل المؤلف أن يستخدم لفظ « كتلة » لترمز فقط إلى كتلة السكون ، لنظام معزول (أى طاقة السكون مقسومة على c^2) . بهذا الاستخدام فإن « كتلة الجسيم » سواء كان متحركاً أو غير متحرك ، تعنى كتلة السكون للجسيم . كتاب آخرون غالباً ما يتحدثون عن « كتلة » الجسيم على أنها الكتلة الكلية مقسومة على c^2 .

٢٦ – باعتبار العلاقات (٢٤ أ) ، يمكننا أن نعيد صياغة قوانين حفظ الطاقة وكمية الحركة التى تتحقق فى عمليات التصادم .

وليكن مفهوماً بمعنى عام أن حدث التصادم يمكن وضعه كما يلى . عند زمن سابق يوجد هناك عدد من الجسيمات المتحركة بطريقة من شأنها أن تجعل الجسيمات منفصلة تماماً عن بعضها البعض . لتكن كميات تحركها هى $\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, \ldots, \mathbf{p}'_i$ ، وطاقاتها هى $E'_1, E'_2, \ldots, E'_i$ عندما نقول بأن الجسيمات تكون فى البداية « منفصلة تماماً » عن بعضها البعض فإننا نعنى بأنها تتحرك فى البداية بحيث لاتكون التفاعلات فيما بينها ذات أثر فعال عند بداية الزمن . وتكون هذه الفكرة معقولة إذا افترضنا بأن القوى المؤثرة بين الجسيمات تؤول بسرعة إلى الصفر عندما تزداد المسافات بين الجسيمات . وعلى هذا فإن كل جسيم يتحرك فى البداية وكأن كل الجسيمات الأخرى غير موجودة . وبمرور الزمن تتقارب الجسيمات فى « منطقة التصادم » وتبدأ القوى بين الجسيمات تلعب دورها . وهنا يحدث التفاعل بين الجسيمات مما يسبب انحرافها . بالإضافة إلى ذلك فإن بعض الجسيمات قد تزال وقد تولد جسيمات جديدة .

إذا ما انتظرنا مدة كافية من الزمن فإن الجسيمات المتضمنة فى حدث التصادم سوف تستطير مرة أخرى ، وسوف تقل فعالية التفاعلات بين الجسيمات لسبب بسيط ، وهو أنها لم تعد قريبة من بعضها البعض . وعند زمن متأخر سوف يتحرك كل جسيم كما لو كانت الجسيمات الأخرى غير موجودة . ولتكن كميات الحركة للجسيمات بعد التصادم هى $\mathbf{p}''_1, \mathbf{p}''_2, \ldots, \mathbf{p}''_j$ وطاقاتها هى $E''_1, E''_2, \ldots, E''_j$ عندئذ يمكن أن تكتب قوانين البقاء . على الصورة

$$\sum_{r=1}^{i} E'_r = \sum_{s=1}^{j} E''_s, \qquad \sum_{r=1}^{i} \mathbf{p}'_r = \sum_{s=1}^{j} \mathbf{p}''_s \tag{٢٦ أ}$$

أى أن الطاقة الابتدائية الكلية تساوى الطاقة النهائية الكلية ، وكمية الحركة الكلية الابتدائية تساوى كمية الحركة الكلية النهائية . ويكون من الضرورى أن يتحقق شرط عدم وجود تفاعل فعلى بين الجسيمات عند « زمن سابق » أو عند « زمن متأخر » ، لأنه خلافاً لذلك لاتكون الطاقة الكلية مساوية لمجموع طاقات الجسيمات المنفردة . فإذا ماتفاعلت الجسيمات مع بعضها البعض وجب علينا أن ندخل « طاقة التفاعل » فى التعبير الخاص بالطاقة الكلية .

على القارىء أن يلاحظ بأنه ليس هناك مايدعو لأن تكون الجسيمات أولية ، فن الممكن كذلك أن تكون جسيمات مركبة ، مثل الذرات أو الأنوية . وعند مناقشة أحداث التصادم فإننا نعنى بالجسيم أى جسيم ذى استقرار معقول بحيث يكون له كمية حركة وطاقة (سكون) بمجرد انفصاله عن الجسيمات الأخرى المشابهة . ويمكن كمثال اعتبار التصادم بين ذرة هيليوم متعادلة والكترون . بفرض أن ذرة الهيليوم تتأين فى عملية التصادم . عندئذ يوجد فى البداية جسيمان هما الإلكترون وذرة الهيليوم المتعادلة . ويوجد فى النهاية ثلاثة جسيمات الكترونان وأيون الهيليوم أحادى الشحنة . (هذا بالطبع ، ليس فقط العائد الممكن لحدث التصادم . فقد تفقد ذرة الهليوم

كلا الإلكترونين فى حدث التصادم ، أو كان من الممكن ألا تفقد شيئاً ، أضف إلى ذلك أن التصادم قد يؤدى إلى انبعاث واحد أو بعض من الفوتونات) .

٢٧ – إذا سلمنا الآن ، أنه بناء على العلاقات (٢٤ أ) ، بوجود تردد ومتجه موجى مصاحب لكل جسيم من الجسيمات الأولية والنهائية ، فإننا نستطيع أن نعيد كتابة قوانين الحفظ ٢٦ أ على الصورة

$$\sum_{r=1}^{i} \omega'_r = \sum_{s=1}^{j} \omega''_s, \qquad \sum_{r=1}^{i} \mathbf{k}'_r = \sum_{s=1}^{j} \mathbf{k}''_s \qquad (٢٧\ أ)$$

أى أن مجموع الترددات الابتدائية يساوى مجموع الترددات النهائية ، ومجموع المتجهات الموجية الابتدائية يساوى مجموع المتجهات الموجية النهائية . وتصبح قوانين الحفظ هذه متكافئة تماماً مع قوانين الحفظ (٢٦ أ) . فكل مجموعة من تلك القوانين تتضمن الأخرى . والسبب فى ذلك هو وجود ثابت بلانك واحد فقط *

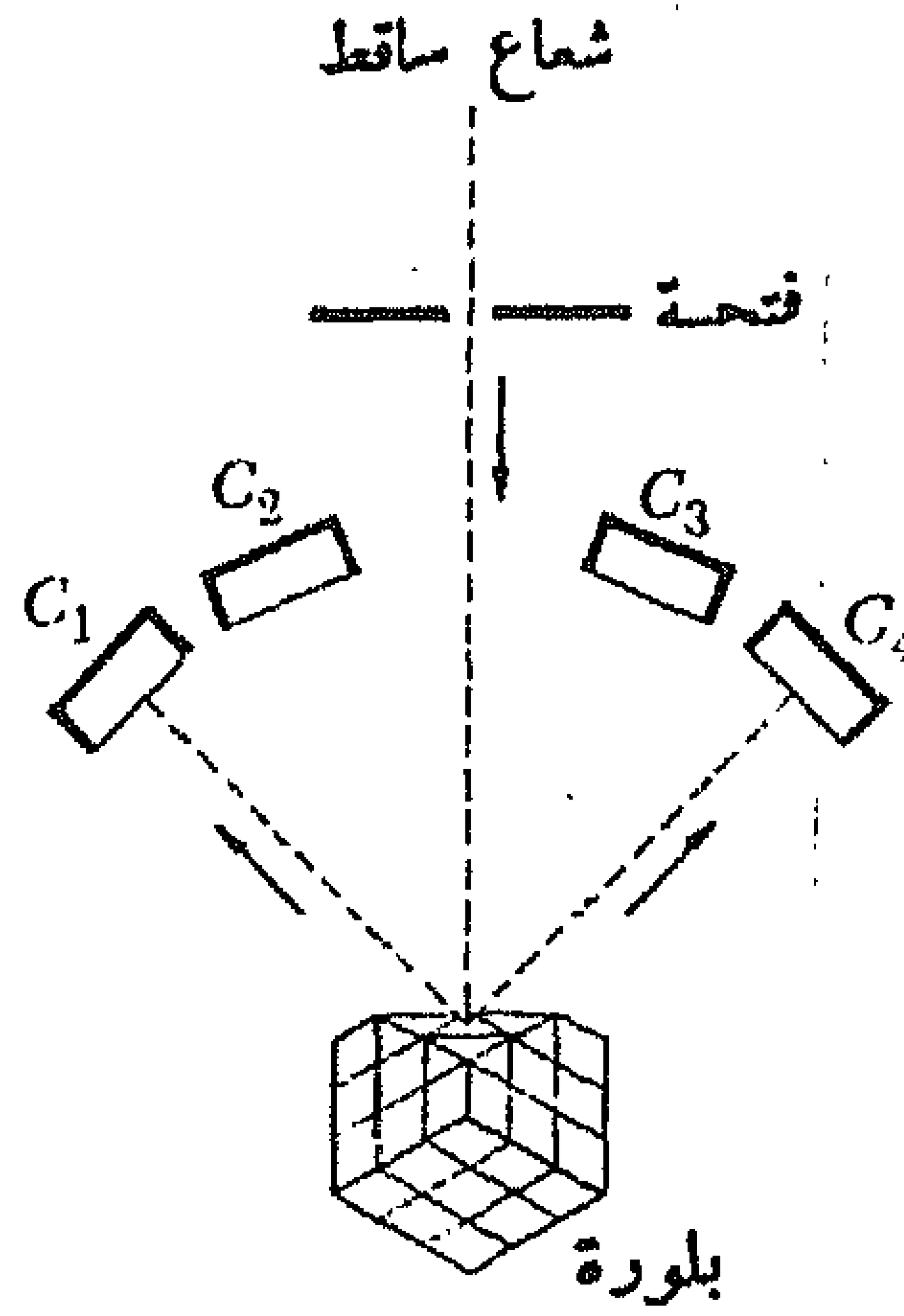
هل يمكن للموجات المادية ان تنشطر

٢٨ – فى الفصل السابق ناقشنا المفهوم الذى على أساسه يمكن أو لا يمكن للفوتونات أن « تنشطر » . ولكى نكون محددين فسوف نناقش الآن الإلكترونات ، ولكن نتائجنا لها صفة العموم وتنطبق بنفس القدر على أى جسيم آخر .

فى الفصل السابق استخلصنا أن الفوتون أحادى اللون ذى التردد ω لايمكن أن ينشطر بمعنى أننا نستطيع أن نكشف ، باستخدام خلية ضوئية ، «كسراً من الفوتون » يحمل فقط « كسرا » من الطاقة $\hbar\omega$. وبمعنى مشابه لايمكن أن ينقسم الإلكترون ، لأنه لم يستطع أى إنسان أن يكتشف « كسوراً للألكترون » .

٢٩ – لنعتبر تجربة حيود الألكترونات الموضحة تخطيطياً فى شكل ٢٩ أ . حيث تسقط حزمة من الألكترونات ذات كمية حركة محددة تماماً على سطح بلورة . ويتم الكشف عن الإلكترونات الحائدة بواسطة أربعة عدادات ، C_1 إلى C_4 ، يمكن أن نتصور وجود العدادين C_1 و C_4 فى مكانين يكون للحيود عندهما قيمتان عظيمتان مختلفتان فى حين يوضع كل من C_2 و C_3 عند القيم الصغرى للحيود .

(*) بالنسبة للقارىء الذى لديه معرفة متقدمة بالميكانيكا الكمية ، قد يبدو وكأن العلاقات (٢٧ أ) كان من الممكن اشتقاقها كل على حده ، على أساس تجانس الحيز الفيزيائى . مثل هذا الاشتقاق ممكن بالفعل ، بشرط أن نقبل أفكاراً معينة مميزة لميكانيكا الكم . ومن ناحية أخرى يكون من الواضح أنه لايوجد دليل منطقى بحت يدلنا على وجود موجه دى برولى مصاحبة للبروتونات ، مع العلم بأن الألكترونات لها خواص موجية ، كذلك فالمنطق البحت لايستطيع أن يدلنا على أن الثابت C يجب أن يكون هو نفسه لكل الجسيمات ، كما أن كمية الحركة ومتجه الموجة كمؤثرات لها تعاريف مستقلة ، وليس من الضرورى أن يرتبطا بعلاقة دى برولى .



شكل ٢٩ أ شكل تخطيطى (لتوضيح المناقشة الواردة فى بند ٢٩) يبين الإعداد لمشاهدة حيود الإلكترونات فى اتجاهات متعددة عندما تحيد بواسطة سطح بلورة . بما أن الموجة «تنقسم» بواسطة البلورة ، فهل سنجد بالعداد C_1 نصف إلكترون فقط .

أول ما تنبه إليه بناء على التجربة ، هو أن معدل العد لكل عداد يظل متناسباً مع فيض الألكترونات الساقط حتى لو آل هذا الفيض إلى الصفر . فى تلك الحالة يستبعد أى تفسير لظاهرة الحيود التى نشاهدها على أساس أنها تأثير جماعى يتضمن عدداً كبيراً من الألكترونات : فى الواقع أن كل الكترون منفرد هو الذى يسلك السلوك الموجى . ولكى نبسط الأمور يمكن أن نفترض بأن معدلات العد للعدادات C_1 و C_4 متساوية وأن معدلات العد للعدادات C_2 و C_3 تساوى صفرا .

افرض الآن أننا نعالج الإلكترون كحزمة موجية كلاسيكية عندئذ نتوقع أن هذه الموجة سوف تنشطر فى انعكاسها عند البلورة : حيث ينعكس جزء من الموجة فى اتجاه العداد C_1 وجزء فى اتجاه العداد C_4 ولا يرتد شيء فى اتجاه C_3 أو C_2 . لأن الحزمة الأصلية الساقطة قد انشطرت بهذه الطريقة فمن المتوقع أن يظهر تأثير هذا الانشطار بشكل ما . على سبيل المثال ، أن تكون الطاقة المحمولة بواسطة الجزء المنعكس فى اتجاه العداد C_1 كسرا معيناً من طاقة الإلكترون الساقط . إلا أن هذا لم يتحقق بالتجربة ، ويتضح هذا إذا ما استرجعنا ما جاء فى تقرير دافيسون نفسه : تحمل الإلكترونات الحائدة كل طاقة الإلكترونات الساقطة . فإذا ما تم الكشف بالعداد عن الكترون فإنه الإلكترون الكامل الذى تم الكشف عنه ، بكل ما له من شحنة الكترونية وكتلة الكترونية . وكما ذكرنا لم يتسن لأحد أبداً مشاهدة ثلث الكترون . فالإلكترونات لها خواص موجية ولكنها بكل تأكيد ليست موجات كلاسيكية : فالحزمة الموجية الإلكترونية لا يمكن أن تنشطر مثل حزمة الموجة الكلاسيكية .

٣٠ – الآن من الجائز أن لا يكون لدى القارئ أية آراء مؤكدة حول خواص « الموجات الكلاسيكية » ، وعلى هذا يبدو النص على أن الألكترون ليس موجة كلاسيكية عديم الجدوى إلى حد ما . والذى يجول بخاطرنا هنا هو أنه بالنسبة للموجة الكلاسيكية يمثل المربع المطلق لسعة الموجة عند لحظة زمنية معينة وعند نقطة معينة فى الحيز كمية فيزيائية مثل كثافة الشحنة ، أو كثافة الطاقة . هذه الفكرة مماثلة للفكرة الواردة فى النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن مربعات المجالين الكهربى والمغناطيسى تمثل كثافات الطاقة .

افرض ، على سبيل المثال ، أن مربع سعة الموجة يتناسب مع كثافة الشحنة . عندئذ يمكننا أن نحسب فيض الشحنة فى أحد العدادات ، وحيث أن الموجة قد انقسمت بين العدادين ، C_1 و C_4 فإننا نتوقع أن نجد نصف الشحنة الإلكترونية فقط فى العداد C_1 . قد يكون هذا صحيحاً فى المتوسط . إذا ما أجرينا تجربة الحيود باستخدام عدد كبير جداً من الألكترونات فقد يكون بالفعل تدفق الشحنة فى العداد C_1 نصف تدفق الشحنة الكلية الساقطة * . إلا أن كل إلكترون منفرد إما أن يسجله العداد C_1 أو العداد C_4 . فشحنة الإلكترون المنفرد لا تنشطر .

يمكن باستخدام ميكانيكا الكم أن نصف ما يحدث كما يلى : موجة الإلكترون الساقط تنقسم إلى جزءين بواسطة البلورة . وينتشر أحد جزئ الموجة فى اتجاه العداد C_1 والجزء الباقى فى اتجاه العداد C_4 ، وتكون شدة الموجة فى اتجاه معين متناسبة مع المربع المطلق لسعة الموجة . فى ميكانيكا الكم يكون للشدة تفسير احتمالى : فالكمية التى تتوقف تربيعياً على السعة تمثل دائماً احتمال حدوث شىء ما . ويكون الفيض المحسوب كلاسيكياً فى واحد من العدادات متناسباً مع احتمال أن العداد سوف يطقطق .

هذا التعليل الاحتمالى للشدات هو سمة مميزة لميكانيكا الكم ، ومن الواضح أنها على عكس جوهر النظرية الموجية الكلاسيكية .

٣١ – على نمط المناقشة الواردة فى بند ٤٧ من الفصل الرابع ، يجدر بالقارئ أن يتصور تجربة خيالية تكون فيها التجهيزات مماثلة لما هو مبين بشكل ٢٩ أ ، على أن تكون العدادات على مسافات بعيدة جداً من البلورة ، ولتكن مثلا على بعد سنة ضوئية واحدة . افترض أن الكتروناً يتم الكشف عنه بواسطة العداد C_1 . مرة أخرى بناء على النظرية الموجية الكلاسيكية سيكون من الصعب أن نفهم كيف يتأتى لكميات فيزيائية مثل الشحنة ، الطاقة والكتلة التى تحملها الموجة أن تتركز فجأة فى العداد C_1 بعد أن كانت فى البداية موزعة على منطقة كبيرة جداً من الحيز . وتتبخر هذه الصعوبة باستخدام التفسير الاحتمالى للميكانيكا الكمية : وعندئذ يمكننا أن نصف ما يحدث بطريقة منطقية منسجمة .

٣٢ – لقد ذكرنا بأن الموجة تنقسم إلى « جزءين » (أو عدة أجزاء) فى تجربة الحيود المبينة فى شكل ٢٩ أ . وقد يسأل القارئ : هل يمكن للموجة المسافرة فى اتجاه العداد C_1 أن تتداخل مع الموجة

(*) قد لا يكون هذا صحيحاً من الناحية العملية ، ولكن لكى نجعل الدليل واضحاً ، يمكننا أن نفترض بأن الكترون ساقط يرتد إما إلى العداد C_1 أو العداد C_4 .

المسافرة فى اتجاه العداد C_4 ؟ إذا ما انقسمت الموجة الكهرمغناطيسية باستخدام مرآة نصف مفضضة ، فان « الجزءين » يمكن بالتأكيد أن يتداخلا مع بعضهما البعض ، ونحن نتوقع أن تسلك موجات دى برولى نفس السلوك . بعبارة أخرى ، إذا ما استطعنا بشكل ما أن نحرف الموجة المسافرة فى اتجاه العداد C_4 وأن نمزجها مع الموجة المسافرة فى اتجاه العداد C_1 فهل سنشاهد عندئذ ظواهر التداخل ؟

والإجابة هى أننا بالتأكيد نتوقع مشاهدة تأثيرات التداخل ، فن ناحية أخرى يجب أن نعترف بأنه من الصعب جداً من الناحية العملية إجراء هذه التجربة كما وصفت بالضبط باستخدام الإلكترونات . ولحسن الحظ أننا لسنا مرغمين على إجرائها . ويرجع ذلك إلى الحقيقة الواضحة وهى أن مشاهدة حيود الإلكترونات بالبلورة يعتبر على أى حال برهاناً قاطعاً على وجود تأثيرات التداخل . فعندما « تضاء » كل ذرة فى سطح البلورة بالموجة الساقطة فانها تؤدى إلى موجة حائدة ، وتتجمع كل هذه الموجات الحائدة لتنتج نمط التداخل الذى نشاهده للبلورة . ما الذى تعنيه بأن الموجات الحائدة بواسطة الذرات المنفردة « تتجمع » ؟ كيف يمكننا وصف هذا « التجمع » ؟ نحن نصفه عن طريق إضافة سعات الموجات المنفصلة لكى نحصل على السعة الكلية للموجة المنطلقة من البلورة . وبناء على فهمنا للميكانيكا الكمية يكون مربع هذه السعة المحصلة هو متغير الشدة ، الذى يصف استجابة العداد .

٣٣ — فى البنود من ٣٩ — ٤٢ من الفصل الرابع ، ناقشنا تجربة حيود الفوتونات . باستخدام الفتحتين . افترض أننا أجرينا نفس التجربة للإلكترونات . والترتيبات اللازمة موضحة تخطيطياً فى فى شكل ٣٣ أ . هذا الشكل يطابق ، فيما عدا الكتابة ، الشكل ٣٩ أ فى الفصل الرابع . ويكون التحليل أيضاً هو نفس التحليل ، وتعطى الشدة $I(r,\theta)$ المشاهدة عند مسافة كبيرة بالمقارنة مع المسافة بين الفتحتين بالعلاقة

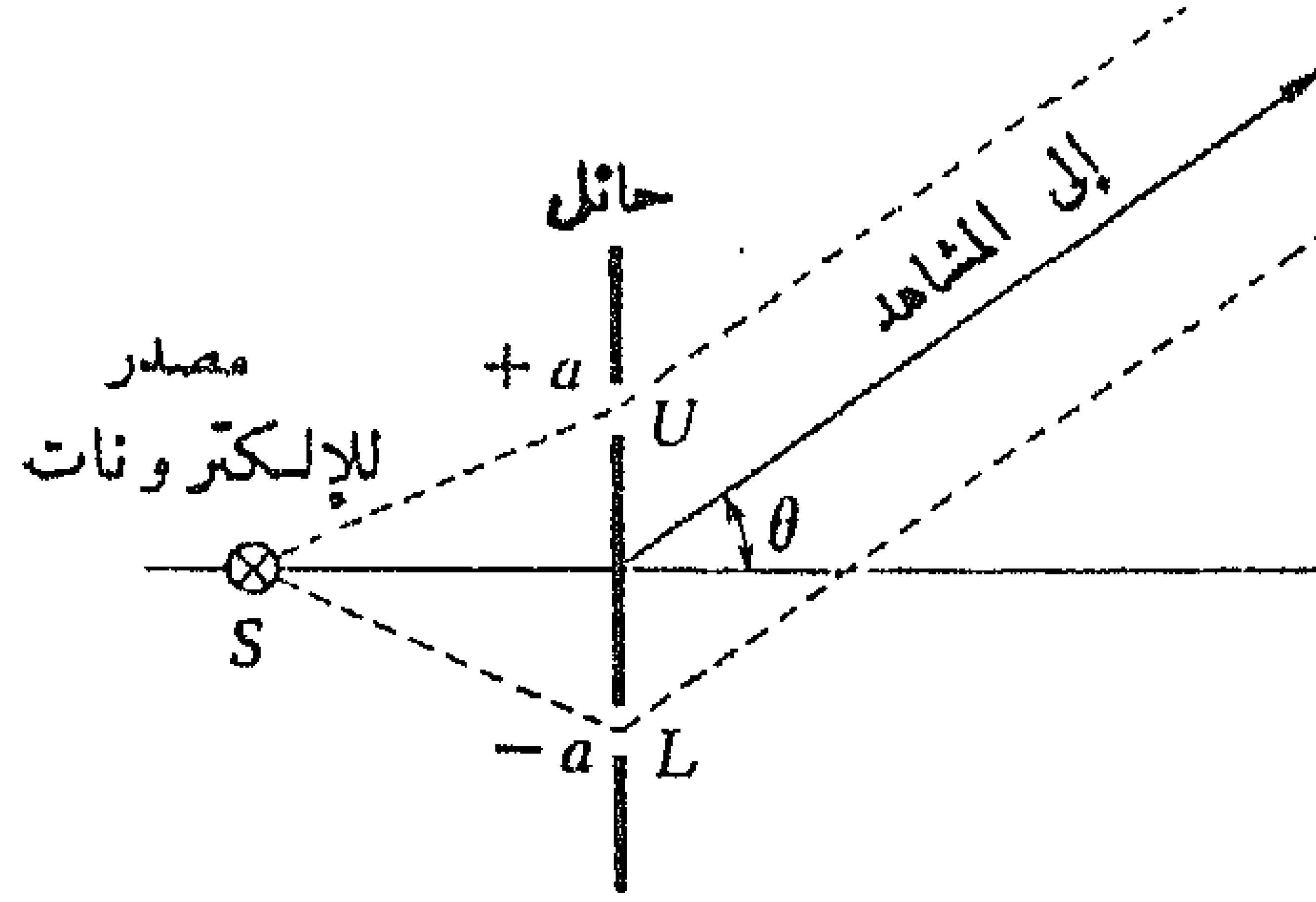
$$I(r,\theta) = 4I_0(r,\theta)\cos^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\sin\theta\right) \qquad (\text{٣٣ أ})$$

حيث $I_0(r,\theta)$ هى الشدة الناتجة عن فتحة واحدة .

ويمكن تعيين اعتماد الشدة على الزاوية θ باستخدام العدادات ، وعندئذ تتناسب الشدة مع معدل العد عند إجراء التجربة باستخدام حزمة من الألكترونات .

وقد تم إجراء تجارب مشابهة تماماً لهذه التجربة الخيالية المبسطة ، وقد أمكننا أن نستنتج من النتائج بأن ما تتنبأ به المعادلة (٣٣ أ) صحيح*

(*) G. Möllenstedt and H. Düker, "Beobachtungen und Messungen an Biprisma-Interferenzen mit Elektronenwellen," *Zeitschrift für Physik* 145, 377 (1956).
أنظر أيضاً : R. G. Chambers, "Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux," *Physical Review Letters* 5, 3 (1960).
هذا البحث الأخير يحتوى على تأثير شيق للغاية لن نناقشه فى هذا الكتاب ، ولكن قد يرغب القارىء فى دراسته معتمداً على نفسه .



شكل ٣٣ أ تجربة تخيلية لحيود الإلكترونات باستخدام الفتحتين .
هذا الشكل هو نفس الشكل ٣٩ أ بالفصل الرابع . فيما عدا مصدرا الضوء S
الذى استبدل بمصدر للإلكترونات

٣٤ – إذا ما أردنا أن نرى تأثير التداخل فإن الفتحتين يجب أن يظلا مفتوحتين ، ويجب أن يمر كل الكترون خلالها . فإذا ما أردنا أن نتأكد بأن الإلكترون مر من خلال فتحة واحدة فقط وجب علينا أن نغلق الفتحة الأخرى ، وعندئذ لن نرى بالطبع نمط حيود الفتحتين . وإذا ما حاولنا أن نحدد : من خلال أية فتحة مر الإلكترون كأن نضع العدادات خلف الفتحات مباشرة فإننا سوف نهدم نمط التداخل ، فمعدلات العد التى نلاحظها فى العدادين سوف تكون هى نفسها . لكل الكترون ساقط على الحائل فإن واحداً ، وواحدا فقط ، من العدادات قد يطقطق ، والإلكترون الذى يتم الكشف عنه بهذه الطريقة سوف يحمل كل شحنة وكل طاقة الإلكترون الساقط . وليس باستطاعتنا أن نحدد سلفا أيا من العدادات سوف يطقطق ولكننا نستطيع أن نحسب وأن نتنبأ احتمال التسجيل عن طريق إيجاد شدة الموجة التى تتخلل الفتحة .

على القارىء أن يرجع إلى مناقشتنا الواردة فى بند ٤٨ من الفصل الرابع ، تلك التى أثبتنا فيها بأن نموذج الفتحتين يتنافى مع معرفة الفتحة التى يمر من خلالها الفوتون . نفس هذا الدليل ينطبق على الإلكترونات . ولا يوجد ثمة ترتيب حاذق نستطيع بواسطته أن نحدد الفتحة التى يمر الإلكترون خلالها بدون أن نفسد نمط حيود الفتحتين .

٣٥ – دعنا نحدد لغتنا بعض الشىء . عندما ناقشنا اكتشاف موجات دى برولى تحدثنا عن « الموجات المرافقة للجسيم » . هذه لغة غير محكمة لأنها تبدو وكأن لدينا جسيما كلاسيكياً مسافراً بشكل ما فى صحبة موجة . ويحب بعض الناس أن يسمى موجات دى برولى بالموجات الدليلية أو « الموجات المرشدة » . ولكن هذا مصطلح غير محكم أيضاً فموجات دى برولى ليست موجات مسافرة فى صحبة جسيم كلاسيكى أو « مرشدة له » لأن موجة دى برولى والجسيم هما نفس الشىء ، وليس هناك ثمة شىء آخر . فالجسيم الحقيقى الموجود فى الطبيعة يمتلك خواص موجية وهذه حقيقة . إذا ما أردنا أن نؤكد وجودها أمكن لنا أن نتحدث عن موجات دى برولى للإلكترون ، ولكن هذا النص فى الحقيقة مرادف « للإلكترون » . وعذرنا فى اللغة المفرطة التى استخدمناها سابقاً هو أن مناقشتنا كانت فى البداية على سبيل المحاولة كما كانت تاريخية ، والنص المحاط بالحذر « موجة مصاحبة للإلكترون » يمكن على هذا تبريره . ولكن حان الوقت لكى نكون أكثر دقة وتحديداً ، ويجب أن نرفض المصطلح الذى قد يؤدى إلى تضليل أفكارنا .

افترض الآن تجربة الفتحتين . ليس فى هذه التجربة مايدل على أن هناك جسيما كلاسيكياً يمر خلال واحدة من الفتحتين ، ومسترشداً بموجة تمر خلالها معاً . ويقول آخر : إن وصفنا لما يحدث لن يتحسن بأى شكل من الأشكال إذا نحن حاولنا إقحام هذه الفكرة وعلى هذا يكون كافياً جداً أن نناقش الموجة فقط ، مع استخدام تفسير ميكانيكا الكم للشدات على أنها احتمالات . إن أى حديث عن الجسيمات « الخفية » يعتبر ميتا فيزيقا (ما وراء الطبيعة) إلا إذا كان الفرض بوجود الجسيم له بعض النتائج التجريبية المحددة التى لايمكن التنبؤ بها على أساس من نظرية ميكانيكا الكم الموجية وحدها . ولكن أيا من هذه الظروف التجريبية ليس معروفاً ، وبناء على هذا يجب أن نرفض بحزم كل التصورات الذهنية لجسيمات الكلاسيكية الموجهة بواسطة الموجات .

المعادلة الموجية ومبدأ التراكب

٣٦ – نحن نرغب الآن فى تقديم دلائل فى صالح معادلة تفاضلية ، تعرف بمعادلة كلين – جوردون (Klein - Gordon) التى يمكن بدلالتها أن نصف انتشار موجات المادة فى حيز من الفراغ .

أن أهم فرض هو أن المعادلة الموجية التى تصف جسيما **منفردا** ، كتلته m ، سوف تكون معادلة تفاضلية **خطية** . مما يعنى بأن حلول المعادلة تحقق **مبدأ التراكب** : فأى تجميع خطى مكون من حلين للمعادلة سوف يكون أيضاً أحد حلول المعادلة . ونفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل حل للمعادلة يحقق شروطاً بسيطة معينة يمثل حلا فيزيائياً ممكناً ، على الأقل من ناحية المبدأ . والمغزى الفيزيائى لهذه الفروض بعيد الأثر . أن سعات موجات المادة يمكن جمعها تماماً مثل سعات الموجات الكهرمغناطيسية . (معادلات ماكسويل هى أيضاً معادلات تفاضلية خطية) .

ويجب أن يلاحظ القارىء بأننا عند مناقشتنا لحيود موجات المادة سواء بواسطة ذرات سطح البلورة أو بالفتحتين ، قد افترضنا ضمناً هذا السلوك الخطى . وعلى هذا أضفنا ، على سبيل المثال ، سعات الموجات المنطلقة من الفتحتين لكى نحصل على السعة المحصلة . وهنا نحن نؤكد هذه الطريقة لكى تصبح مبدأ عاما فى الفيزياء

٣٧ – دعنا الآن نوجد معادلة تفاضلية تتحقق **بكل** موجات المادة التى تصف جسيما كتلته m وتكون الطريقة كما يلى : أولا نوجد معادلة تفاضلية محققة بواسطة موجات مستوية على الصورة .

$$\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) = \exp\,(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p} - i\omega t) \qquad (٣٧ أ)$$

ونستخدم الوحدات التى فيها $\hbar = c = 1$ ونرمز لكمية الحركة (= متجه الموجة) بالرمز $\mathbf{p}$ ، وللطاقة (= التردد) بالرمز ω . وتتحدد مثل هذه الموجة بكمية الحركة $\mathbf{p}$ (باستثناء عامل ثابت يحدد سعة الموجة) . ونحاول كتابة معادلة تفاضلية **خطية** لاتحتوى مباشرة على $\mathbf{p}$ ، ولكنها تتحقق **بكل** موجة مستوية . بما أنها معادلة خطية فإن هذه المعادلة التفاضلية سوف تكون عندئذ متحققة بكل تجميع خطى للموجات المستوية ، وعلى هذا ، سوف نعتبر جدلا أنها متحققة بكل موجة دى برولية تصف الجسيم ذا الكتلة m .

وترتبط الطاقة ω وكية الحركة $\mathbf{p}$ بالعلاقة

$$\omega^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \qquad (٣٧ ب)$$

حيث m هى كتلة الجسيم .

إذا ما فاضلنا دالة الموجة ψ مرتين بالنسبة للزمن t لحصلنا على

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) = -\omega^2\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) \qquad (٣٧ ج)$$

وإذا ما فاضلنا دالة الموجة مرتين بالنسبة للاحداثى x_1 لحصلنا على

$$\frac{\partial^2}{\partial {x_1}^2}\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) = -{p_1}^2\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) \qquad (٣٧ د)$$

وكذلك للمشتقات الثانية بالنسبة لكل من أحداثى الفراغ x_2 و x_3

وعلى هذا ، إذا أخذنا فى الاعتبار العلاقة (٣٧ ب) فإننا نحصل على

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) - \nabla^2\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) = -m^2\psi(\mathbf{x},t;\mathbf{p}) \qquad (٣٧ هـ)$$

حيث ∇^2 يدل على **مؤثر لابلاس** ، المعرف بالعلاقة

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial {x_1}^2} + \frac{\partial^2}{\partial {x_2}^2} + \frac{\partial^2}{\partial {x_3}^2} \qquad (٣٧ و)$$

المعادلة (٣٧ هـ) هى معادلة الموجة المرغوبة . وكما نرى ، تكون هذه المعادله محققة بكل الموجات المستوية التى على شاكلة (٣٧ أ) ، أى بكل كيات التحرك $\mathbf{p}$ ، وتكون على هذا أيضاً محققة بواسطة أى من موجات دى برولى التى هى تراكب لموجات مستوية .

٣٨ – المعادلة (٣٧ هـ) تعرف بمعادلة كلين – جوردون . وهى ، من ناحية ، أبسط المعادلات التفاضلية التى تحققها موجات دى برولى . لاحظ أن هذه المعادلة تتحقق أيضاً بالموجات الكهرمغناطيسية فى الحيز المفرغ . بفوتون كتلته $m = 0$. ويمكن للقارىء أن يقتنع نفسه بأنه لا يمكن إيجاد معادلة تفاضلية من الرتبة الأولى أى تتضمن فقط المشتقات الأولى بالنسبة للمتغيرات المستقلة ، تتحقق بكل موجات دى برولى . فالمعادلة يجب أن تكون على الأقل من الرتبة الثانية ، والسبب فى ذلك هو أن العلاقة (٣٧ ب) بين الطاقة وكية الحركة هى علاقة من الدرجة الثانية .

يجب أن نكرر مرة أخرى ، لأهمية هذه النقطة ، بأن المعادلة (٣٧ هـ) يمكنها أن تصف انتشار الجسيم كدالة فى المكان والزمان فقط فى المناطق المفرغة ، أى البعيدة كل البعد عن الجسيمات الأخرى .

وبالمثل تصف كذلك معادلات ماكسويل المتجانسة ، أى عندما تكون كثافة كل من التيار والشحنة مساوية للصفر ، فإن هذه المعادلات تصف انتشار الموجات الكهرمغناطيسية فقط فى مناطق خالية من الشحنات والتيارات ، أى ، فى المناطق الخالية من جسيمات أخرى .

٣٩ – كما أن الموجة المتراكبة من موجتين مستويتين ، أى ، الموجة ذات الشكل

$$\psi(x,t) = A' \exp(ix \cdot p' - i\omega' t) + A'' \exp(ix \cdot p'' - i\omega'' t) \qquad (٣٩ أ)$$

حيث A' و A'' ثابتان اختياريان ، تحقق أيضاً المعادلات التفاضلية (٣٧ هـ) . أو بعبارة أخرى

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi(x,t) - \nabla^2\psi(x,t) = -m^2\psi(x,t) \qquad (٣٩ ب)$$

لنعتبر الآن تراكباً أكثر عمومية (أى تراكباً متصلاً) للموجات المستوية ، على الشكل

$$\psi(x,t) = \int_{(\infty)} d^3(p)\, A(p) \exp(ix \cdot p - i\omega t) \qquad (٣٩ جـ)$$

هنا تكون $A(\mathbf{p})$ دالة مركبة فى المتجه $\mathbf{p}$. ويجرى التكامل على كل حيز $\mathbf{p}$ ثلاثى الأبعاد . وتكون الكمية ω دالة فى المتجه $\mathbf{p}$ بحيث تكون $\omega > 0$ ، وبحيث تكون المعادلة (٣٧ ب) محققة . وبمعنى آخر

$$\omega = \omega(p) = \sqrt{p^2 + m^2} \qquad (٣٩ د)$$

الدالة الموجية $\psi(x, t)$ المعرفة بالتكامل الوارد فى المعادلة (٣٩ جـ) تحقق كذلك المعادلة التفاضلية (٣٩ ب) . هذه هى موجة دى برولى العامة جداً ، أو بالأحرى الأكثر شمولية لمثل هذا النوع من الموجات نحن نفترض بالطبع ، أن $A(\mathbf{p})$ دالة ذات سلوك سوى إلى درجة معقولة فى المتغير $\mathbf{p}$ بحيث يكون التكامل فى المعادلة (٣٩ جـ) ذا معنى مفهوماً .

٤٠ – يمكن إثبات النظرية التالية فى نظرية تكامل فورير : إذا كانت $\psi(x, 0)$ دالة سوية السلوك إلى درجة معقولة فى المتغير $\mathbf{x}$ ، وإذا عرفنا الدالة $A(\mathbf{p})$ بالتكامل

$$A(p) = (2\pi)^{-3} \int_{(\infty)} d^3(x)\; \psi(x,0) \exp(-ix \cdot p) \qquad (٤٠ أ)$$

عندئذ ينتج أن

$$\psi(x,0) = \int_{(\infty)} d^3(p)\, A(p) \exp(ix \cdot p) \qquad (٤٠ ب)$$

هذه هى النظرية وتتعلق صياغتها الدقيقة ، وإثباتها على التعريف الملائم « للدالة ذات السلوك السوى إلى درجة معقولة » ولن نبرهن هذه النظرية هنا ، ولن نعتمد حقيقة على نظرية تكاملات فورير فى المناقشة التى يتضمنها

هذا الكتاب ، سيعرف القارىء فى الوقت المناسب كيف يصيغ هذه النظرية بدقة ، وكيف يبرهنها ، فى مقرر حساب التفاضل والتكامل الذى يشملها . وهدفنا هنا هو مناقشة المدلول الفيزيائى للنظريه ، وبذلك نمد القارىء بباعث فيزيائى قوى لكى يحثه على تعلم تكاملات فورير ، فهى ذات أهمية أساسية فى الفيزياء .

٤١ – دعنا الآن نر ما الذى تدل عليه النظرية . افرض أن $\psi_1(\mathbf{x}, 0)$ هى دالة موجة دى برولى عند الزمن $t = 0$. يمكننا أن نرفق عندئذ بدالة الموجة هذه سعة الموجة $A(\mathbf{p})$ فى حيز كمية الحركة ، وذلك خلال التكامل فى المعادلة (٤٠ أ) . وبدلالة السعة $A(\mathbf{p})$ فى حيز كمية الحركة يمكننا كذلك تعريف دالة موجة جديدة $\psi(\mathbf{x}, t)$ بالعلاقة

$$\psi_1(\mathbf{x},t) = \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{p})\, A(\mathbf{p}) \exp{(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p} - i\omega t)} \qquad (٤١\text{ أ})$$

إذا وضعنا $t = 0$ فى التعبير السابق وقارناً الناتج بالصيغة (٤٠ ب) نجد أن $\psi_1(\mathbf{x}, 0) = \psi(\mathbf{x}, 0)$. وعلى هذا تكون الدالة الموجية الجديدة $\psi(\mathbf{x}, t)$ التى تحقق معادلة كلين – جوردون رقم (٣٩ ب) ، متماثلة مع دالة الموجة $\psi(\mathbf{x}, 0)$ عند « الزمن الابتدائى » $t = 0$. هذا يعنى أننا نمتلك الآن طريقة لحل معادلة كلين – جوردون التى تخضع للشرط الابتدائى بأن الحل سوف يتفق مع دالة معينة (فى المتغير $\mathbf{x}$) عند الزمن $t = 0$

٤٢ – دعنا نعتبر مسألة وجود حل واحد لمعادلة كلين – جوردون الذى نحصل عليه باستخدام هذه الطريقة . إن ماهو حقيقى فى ذلك أن طريقتنا ، التى على أساسها أنشأنا الدوال $A(\mathbf{p})$ و $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ من دالة معينة $\psi(\mathbf{x}, 0)$ ، تعتبر طريقة محدودة تؤدى إلى دالة وحيدة $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ تحقق المعادلة (٣٩ب) . وينشأ السؤال حول ما إذا كان هناك حلول أخرى للمعادلة التفاضلية (٣٩ ب) تتفق أيضاً مع $\psi(\mathbf{x}, o)$ عند الزمن $t = 0$. والإجابة نعم . فالمعادلة (٣٩ ب) تتحقق أيضاً بدوال موجية على الصورة

$$\psi'(\mathbf{x},t) = \exp{(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p} + i\omega t)}, \qquad \omega = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$$

وتسمى هذه الحلول « بالحلول سالبة التردد » خلافاً « للحلول موجبة التردد » ذات الشكل (٣٧ أ) .

لكننا نستبعد الحلول سالبة التردد على أساس فيزيائى ، فهى لاتمثل جسيمات ذات طاقات موجبة (= ترددات موجبة) . والآن أصبح من الواضح أن لكل حل موجب التردد للمعادلة (٣٩ ب) يوجد أيضاً حل سالب التردد له نفس كمية الحركة $\mathbf{p}$ وعلى هذا فإن معادلة كلين – جوردون لها ضعف عدد مانريد من الحلول . والسبب فى ذلك يرجع إلى أن المعادلة (٣٧ ب) يكون لها حلان فى ω لكل $\mathbf{p}$ ، أحدهما موجب والآخر سالب . ويكون للحل الموجب فقط معنى فيزيائى : فطاقة الجسيم كمية موجبة .

وعلى هذا فإن معادلة كلين – جوردون (٣٩ ب) لاتمثل القصة الكاملة لموجات دى برولى . إذ يجب إضافة الشرط الخاص باستبعاد كل الحلول ذات الترددات السالبة (الطاقات السالبة) . بمثل هذا الاحتياط يمكن إثبات أن كل حل مسموح به للمعادلة (٣٩ ب) يكون معيناً تعييناً وحيداً بقيمته عند $t = 0$ ، وهذا يجيب على السؤال الذى أثرناه . ولكننا لن نثبت هذه النظرية هنا .

٤٣ – الفكرة الهامة التى تنبثق من مناقشتنا هى أن كل دالة موجية $\psi(x,t)$ لدى برولى مقبولة فيزيائياً يمكن تمثيلها بالصيغة (٤١ أ) بحيث يكون $A(\mathbf{p})$ معينة تعيينا وحيداً من خلال المعادلة (٤٠ أ) بواسطة دالة الموجة عند زمن محدد ، وليكن عند $t = 0$. وعلى هذا يمكن اعتبار كل موجة مادية كتراكب لموجات مادية مستوية . ويمكننا اعتبار هذا فرضاً أساسياً إذا أردنا ، وبذلك نخفض مرتبة الأهمية لمعادلة كلين – جوردون . فهى مجرد معادلة تفاضلية أنيقة تتحقق بالدوال الموجية المقبولة فيزيائياً .

٤٤ – أن الاختيار المناسب لسعة حيز كية الحركة $A(\mathbf{p})$ فى تكامل فورير (٣٩ ج) (أو ٤١ أ) يمكننا من إنشاء حزمة موجية متمركزة تقريباً فى منطقة ما من الحيز عند زمن معين . ومن خواص هذه الموجة أنها ذات قيمة محسوسة فى منطقة محدودة فقط من الحيز وتقل بسرعة إلى الصفر عندما تؤول $|\mathbf{x}|$ إلى مالانهاية . وحزمة موجية من هذا النوع تمثل الجسيم الذى يقتصر تقريباً على منطقة محدودة من الحيز . وقد أصبح واضحاً أن كل الجسيمات التى تم دراستها تجريبياً يجب أن توصف بمثل هذه الدوال الموجية . ونحن بالطبع ، نفترض أن الجسيم يكون موجوداً فى الغالب (عندما نبحث عنه بعداد) فى تلك المناطق من الحيز حيث تكون قيمة الدالة الموجية كبيرة . ويتفق هذا مع تفسير ميكانيكا الكم للمربع المطلق للسعة : على أن له علاقة باحتمال أن يحدث شىء ما . وفى الوقت الراهن يكفينا أن نفترض أن « الجسيم يغلب وجوده حيث تكون الدالة الموجية كبيرة » . وسوف نناقش فيما بعد دالة موجية من نوع معين ، كما أننا سوف نضع لهذه الدالة قاعدة دقيقة لكيفية حساب احتمال وجود الجسيم فى منطقة ما .

يمكننا استخلاص أن موجة مستوية وحيدة لايمكن أن تمثل جسيما فى تجربة فعلية . لأن مربع السعة المطلق لمثل هذه الموجة لايتوقف على المتغير $\mathbf{x}$ (و t) ، وبذلك يكون احتمال وجود الجسيم فى أى منطقة حجمها الوحدة لايتوقف على موضع هذه المنطقة . وبما أن الفراغ يتكون من عدد لانهائى من مثل هذه المناطق فإنه يترتب على ذلك أن احتمال وجود الجسيم فى أى منها يجب أن يكون صفراً . وأن احتمال وجود الجسيم فى أى منطقة محدودة يكون أيضاً مساوياً للصفر ، الأمر الذى ليس له معنى فيزيائياً .

وإذن فالموجات المستوية وحيدة اللون ليس لها وجود ، ومن المحتمل ، على أية حال ، لموجة أن تبدو كموجة مستوية ذات سعة ثابتة خلال منطقة كبيرة كبرا اختيارياً فى الفراغ ، على الرغم من أن السعة لن تؤول إلى الصفر خارج هذه المنطقة . إذا كانت هذه المنطقة تحتوى المنطقة التى تحدث فيها الظاهرة الفيزيائية التى ندرسها فإن من الممكن أن نتصور الموجة وكأنها موجة مستوية مثالية . إنه لأمر شائع فى الفيزياء أن نتحدث عن الموجات المستوية ، ويكون مفهوماً عندئذ أن مثل هذه الموجات تكون تقريباً مستوية ، فهى تبدو كموجة مستوية خلال منطقة كبيرة جداً من الفراغ .

٤٥ – تتحقق معادلة كلين – جوردون (٣٩ ب) بكل دالة موجية تصف حالة الحركة ، لجسيم كتلته m . فإذا وضعنا $m = 0$ ، فإننا نحصل على معادلة يحققها كل من المجالين المتجهين الكهربى والمغناطيسى للنظرية الكهرمغناطيسية . ومع ذلك لاتكون معادلة كلين – جوردون متطابقة مع معادلات ماكسويل . وقد تزعج هذه الحقيقة القارىء . هل من الممكن أن تقول معادلات ماكسويل أكثر مما تقول به معادلة كلين – جوردون ؟ والإجابة نعم . فمعادلات ماكسويل تصف أيضاً **استقطاب** الفوتونات . فحالة الحركة للفوتون

لاتوصف تماماً بمعلومية كية تحركه وطاقته ، يجب أيضاً أن نحدد استقطابه ، فلكل كية تحرك توجد حالتان مستقلتان خطياً للاستقطاب ، مثل حالة الاستقطاب الدائرى الأيسر وحالة الاستقطاب الدائرى الأيمن .

ويثار السؤال : هل يمكن أن يكون للجسيمات المادية أيضاً حالات استقطاب ؟ والإجابة هى أن البعض يكون له والبعض الآخر لايكون له حالات استقطاب . ويعتبر البيون وجسيم ألفا أمثلة لجسيمات التى لايمكن أن تستقطب ، أما الإلكترون ، البروتون ، والنيوترون فهى أمثلة لجسيمات التى يمكن أن تستقطب . هذه الجسيمات الأخيرة لها جميعاً كية حركة زاوية ذاتية ، أو مغزلية ، وتناظر الاتجاهات المختلفة للحركة المغزلية حالات مختلفة للاستقطاب . ومن جهة أخرى فالبيون وجسيم ألفا ليس لأيهما حركة مغزلية : ليس هناك مايحدد اتجاهاً لهذين الجسيمين فى إطار السكون . فهما من ذوات التماثل الكروى .

لكى نصف حالات الاستقطاب لجسيمات ذات الحركة المغزلية المختلفة عن الصفر ، يجب أن ندخل متغيراً يصف الحركة المغزلية بالإضافة إلى المتغيرات x و t . وعلى هذا تكون معادلة الموجة التى تصف القصة الكاملة للالكترونات والبروتونات والنيوترونات ، أكثر تعقيداً من معادلة كلين – جوردون (٣٩ ب) ، وعلى الرغم من هذا تحقق دالة الموجة أيضاً معادلة كلين – جوردون . هذه المعادلة تصف ، على سبيل المثال ، سلوك الجسيم فى الفراغ والزمن بدون أن نأخذ فى الاعتبار الحركة المغزليه . وسوف لاتناقش هنا الوصف الميكانيكى الكمى للاستقطاب وإن كان إلى حد ما يشبه وصف الاستقطاب للموجة الكهرمغناطيسية .

٤٦ – لكى نختتم هذا الجزء من الفصل ، دعنا نعد صياغة معادلة الموجة (٣٩ ب) فى حالة استخدام نظام وحدات cgs أو (MKS) . إذ يمكن بسهولة استعادة الثوابت h و c وبهذا نحصل على

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\psi(x,t) - \nabla^2\,\psi(x,t) = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\psi(x,t) \qquad (٤٦\ \text{أ})$$

ويجب على القارىء أن يقنع نفسه ، مسترشداً بالأبعاد كدليل ، على أن هذه المعادلة صحيحة . لاحظ أن كل حد يتميز بالأبعاد (دالة موجة) / (طول)٢ . وبذلك يكون الإبقاء على الثوابت $\hbar$ و c ملزماً .

موضوع متقدم : حيز المتجهات للحالات الفيزيائية *

٤٧ – دعنا نصيغ بإيجاز مبدأ التراكب الذى افترضنا صحته بالنسبة لموجات المادة . لتكن $\mathcal{H}'$ هى مجموعة تشمل كل دوال الموجة ψ غير المتلاشية ، والتى تمثل الحالات الفيزيائية الممكنة لجسيم كتلته m . ونضيف لتلك الفئة دالة الموجة التى تساوى صفراً بطبيعتها فى كل مكان فى الحيز ، عند كل الأزمنة . ولنرمز للفئة الناتجة بالرمز $\mathcal{H}$. هذه الفئة تتميز بالخواص التالية :

(أ) إذا كانت ψ_1 و ψ_2 دالتين موجيتين فى الفئة $\mathcal{H}$ ، فإن مجموعهما $(\psi_1 + \psi_2)$ يكون أيضاً متضمناً فى $\mathcal{H}$.

(ب) إذا كانت ψ فى $\mathcal{H}$ وإذا كان c أى عدد مركب ، فإن $c\psi$ تكون أيضاً فى $\mathcal{H}$.

(*) يمكن حذفه عند القراءة الأولى .

وينص مبدأ التراكب بالتحديد على أنه إذا كانت ψ_1 و ψ_2 دالتين موجيتين لهما معنى فيزيائى وكان c_1 و c_2 أى عددين مركبين ، فإن الدالة

$$\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 \qquad (٤٧ أ)$$

تكون أيضاً موجبه ذات معنى فيزيائى بشرط أن لا تتلاشى بطبيعتها .

٤٨ – خواص الفئة $\mathcal{H}$ هى خواص مميزة لموضوع رياضى مجرد ، هو على وجه التحديد حيز المتجهات التجريدى المركب . دعنا نصيغ الفروض التى يعرف بدلالتها هذا الموضوع .

حيز المتجهات الخطى المركب $\mathcal{H}$ هو فئة العناصر ، التى تسمى بالمتجهات ، بحيث يكون :

I — لأى متجهين ψ_1 و ψ_2 فى $\mathcal{H}$ يوجد متجه وحيد ψ فى $\mathcal{H}$ ، يسمى بمجموع ψ_1 و ψ_2 ويرمز له بالرمز $\psi = \psi_1 + \psi_2$. وتحقق عملية الجمع للمتجهين الشروط التالية

(أ) $\psi_1 + \psi_2 = \psi_2 + \psi_1$ ، لأن متجهين ψ_1 و ψ_2 فى $\mathcal{H}$.

(ب) $\psi_1 + (\psi_2 + \psi_3) = (\psi_1 + \psi_2) + \psi_3$ لأى ثلاثة متجهات ψ_1 ، ψ_2 و ψ_3 فى $\mathcal{H}$.

(جـ) يوجد متجه أحادى 0 فى $\mathcal{H}$ ، يسمى بالمتجه الصفرى ، بحيث أن $\psi = 0 + \psi$ لكل متجه ψ فى $\mathcal{H}$.

II — لأى متجه ψ فى $\mathcal{H}$ ، ولأى عدد مركب c ، يوجد متجه وحيد فى $\mathcal{H}$ يرمز له بالرمز $c\psi$ ، يسمى بحاصل ضرب المتجه ψ فى العدد القياسى c . وتحقق عملية ضرب متجه فى عدد قياسى (= عدد مركب) الشروط التالية :

(أ) $(c_1c_2)\psi = c_1(c_2\psi)$ لأى متجه ψ ، ولأى عددين قياسيين c_1 و c_2 .

(ب) $(c_1 + c_2)\psi = c_1\psi + c_2\psi$ لأى متجه ψ ولأى عددين قياسيين c_1 و c_2 .

(جـ) $c(\psi_1 + \psi_2) = c\psi_1 + c\psi_2$ لأى متجهين ψ_1 و ψ_2 وأى عدد قياسى c .

(د) بالنسبة للعدد القياسى 1 على وجه الخصوص يكون $1\psi = \psi$

هذه هى الفروض التى تعرف حيز المتجهات الخطى الممتد على مجال الأعداد المركبة . وتعنى العبارة الأخيرة أن الأعداد القياسية التى يمكن أن نضرب فيها المتجهات هى الأعداد المركبة ، فإذا اقتصرت الأعداد القياسية على الأعداد الحقيقية فإننا نعنى حيز المتجهات الخطى على مجال الأعداد الحقيقية وبغرض الإختصار نقول ببساطة « حيز المتجهات المركب » و « حيز المتجهات الحقيقى » على الترتيب . ولقد صادف القارىء بالفعل مثالا لحيز المتجهات الحقيقى ، على وجه التحديد « الحيز الفيزيائى » التقليدى ثلاثى الأبعاد .

٤٩ – الفرض I أ هو قانون التبديل للجمع ، والفرض I ب هو قانون المشاركة للجمع ، والفرض I جـ يهتم بالوجود الأحادى للمتجه الصفرى . والفرض II أ هو قانون المشاركة للضرب بعدد قياسى . والفرض II د ، يقول بأن حاصل ضرب الوحدة فى المتجه يساوى المتجه .

من كل هذه الفروض يمكننا أن نبرهن كثيراً من الحقائق التي تبدو ذاتية الوضوح تقريباً ، مثل

$$0\psi = 0, \quad (-1)\psi + \psi = 0, \quad (-c)\psi = -(c\psi), \quad \text{etc.}$$

وسوف لانحصى كل النظريات البسيطة هنا ، خاصة وأن المؤلف على ثقة من أن بصيرة القارىء سوف لاتقوده بعيداً عن الحقيقة .

لكن ماهو العائد من وراء إدخال مفهوم حيز المتجهات المركب التجريدى ؟ والإجابة هى أننا عند دراستنا للنظريات الرياضية نصادف مرة بعد الأخرى فئات من العناصر التى لها ، بالإضافة إلى خواصها الأخرى ، خاصية معينة وهى تحقيق كل مسلمات حيز المتجهات المركب المجرد . عندما نصادف مثل هذه الفئة لاتكون بنا حاجة لحصر خواص حيز المتجهات المجرد من جديد ولكننا نقول ببساطة أنها فئة حيز المتجهات المركب ، عندئذ يعرف كل من يلم بالمسلمات الخاصة بحيز المتجهات قدراً لابأس به عن خواص هذه الفئة .

٥٠ – يمكننا الآن أن نقول بأن الفئة $\mathcal{H}$ لكل دوال الموجة المقبولة فيزيائياً ، بالإضافة إلى دالة الموجة التى تتلاشى بطبيعتها تمثل حيز المتجهات المركب . وهو حيز ملموس لأن المتجهات عبارة عن دوال مركبة « محسوسة » بالفعل فى المكان والزمن . إذا قارنا الفروض المعطاة فى بند ٤٨ مع خواص فئة كل دوال الموجة التى ذكرناها بوضوح فى بند ٤٧ – فإننا نلاحظ أن الفروض فى بند ٤٨ تكون أكثر طولا . إلا أن كثيراً من الفروض الخاصة بحيز المتجهات المجرد تتحقق بداهة بواسطة فئة الدوال الموجية المحسوسة ، وليست هناك ضرورة لكى نصيغ هذه التوافه بالتفصيل .

٥١ – دعنا نبد ملاحظة أننا فى تعريفنا لحيز المتجهات المركب المجرد لم نتعرض لذكر الأبعاد الخاصة بحيز المتجهات : فقد يكون الحيز محدود الأبعاد أولا نهائى الأبعاد . ولكن دعنا نركز قليلا على هذه المسألة .

يقال أن الفئة المكونة من N من المتجهات ψ_1 ، ψ_2 ، $\psi_N\dots$ فى حيز المتجهات المركب $\mathcal{H}$ مستقلة خطياً إذا كانت المعادلة

$$\sum_{n=1}^{N} c_n\psi_n = 0 \qquad (\text{٥١ أ})$$

تعنى ضمنياً أن $c_1 = c_2 = \dots = c_N = 0$: وفيما عدا ذلك نقول أن الفئة معتمدة أو متوقفة خطياً .

ويكون لحيز المتجهات المركب N من الأبعاد ، إذا أمكننا إيجاد فئة مكونة من N من المتجهات المستقلة خطياً فى الحيز ، وكان من المستحيل إيجاد فئة أكثر من N من المتجهات المستقلة خطياً . ويكون الحيز لانهائى الأبعاد إذا كان من الممكن لكل عدد صحيح N إيجاد فئة من N من المتجهات المستقلة خطياً فى حيز المتجهات .

ومن الواضح أن حيز المتجهات $\mathcal{H}$ لكل دوال دى برولى الموجية التى لها معنى فيزيائى هو حيز لانهائى البعد ، إذ يوجد عدد لانهائى من دوال الموجة المستقلة خطياً .



بول أدرين موريس ديراك (Paul Adrien Maurice Dirac) ولد عام ١٩٠٢ فى بريستول ، بإنجلترا . وقد درس ديراك الهندسة أولا ، ولكنه تحول إلى الفيزياء النظرية فيما بعد . وفى عام ١٩٣٢ عين أستاذا للرياضيات بكمبريدج . وفى عام ١٩٣٣ تسلم جائزة نوبل .

وقدم ديراك إسهامات هامة فى تطوير ميكانيكا الكم والكهروديناميكا الكمية . وقد قادته نظريته النسبية الشهيرة لذرة الهيدروجين إلى نظرية ضديدات الجسيمات التى تأكدت بشكل رائع باكتشاف أندرسون للبوزيترون وقد عرضت أفكاره فى كتابه مبادىء ميكانيكا الكم ، الطبعة الرابعة (جامعة أكسفورد للنشر ١٩٥٨) .

(صورة بالإذن من *Physics Today*)

٥٢ – لقد كان اهتمامنا مركزاً على حلول معادلة كلين – جوردون ، ولكننا نستطيع الآن أن نستنتج أننا إذا اعتبرنا كل الحلول برمتها لأى معادلة تفاضلية خطية ، فإن هذه الفئة تكون دائماً حيز مهتجات (مركباً) وقد اقترحت أنواع كثيرة مختلفة لمعادلات تفاضلية خطية لكى تصف ، من خلال ميكانيكا الكم ، الجسيمات الموجودة فى الطبيعة . لأن فئة كل الحلول المقبولة فيزيائياً لأى من هذه المعادلات تكون دائماً حيزاً من المتجهات .

ويمكننا صياغة هذا كما يلي : لكي نصف جسما من نوع معين يمكن : أن نستحدث حيز متجهات مركباً ، وأن نخصص متجهاً فى هذا الحيز لكل حالة ممكنة (من حالات الحركة) للجسيم .

هذه الفكرة ، التى هى جوهر النظرية الرياضية لفيزياء الكم ، تعتبر فكرة عظيمة . قد لا تبدو كذلك فى أول الأمر ، فالقول بأن حالة (الحركة) الجسيم توصف بمتجه فى حيز المتجهات المركب لا يبدو أكثر من إعادة صياغة لمبدأ التراكب المحقق بحلول معادلة الموجة ، وربما تكون إعادة صياغة معرضة للتساؤل. لكن كلما توغلنا أكثر فى فيزياء الكم نكتشف المزايا العظيمة لهذه الفكرة ، على سبيل المثال : بملاحظة أن دوال الموجة تكون حيز متجهات يمكننا بالفعل إجراء تبسيط هام عند حساب كثير من المسائل العملية . فالتقنية الحسابية الملائمة لأى حيز من المتجهات هى بمعنى من المعانى ذات صفة جبرية ، وبناء على ذلك نكون مقودين لاعتبار السمات الجبرية لحلول المعادلات التفاضلية ، فقد تبين أنه فى كثير من المسائل تكون الطرق الجبرية أفضل بكثير (فى الاقتصاد الحسابى من وجهة النظر الإنسانية) من الحلول المباشرة للمعادلات التفاضلية ، بالذات فى المسائل التى تتميز بصفات تماثلية خاصة . إلا أننا لن نكون قادرين على توضيح مثل هذا التبسيط فى هذاالكتاب . وعلى الرغم من هذا فقد شعر المؤلف بأنه من المفيد أن يصيغ هذه الحقيقة : نظرية حيز المتجهات الذى يبدو مجرداً يؤدى إلى تبسيطات عظيمة فى حلول المسائل العملية . وإحدى السمات الثانوية لهذا التبسيط تتجلى فى نظام الرموز (فالمشاكل الناجمة عن نظام الرموز ليست ، بالمناسبة ، دائماً بهذه البساطة . فنظام الرموز الردىء يعرقل التقدم ، فى حين أن نظام الرموز الجيد يساعد على التقدم) .

٥٣ — تعتبر ميكانيكا هيزنبيرج (Heisenberg) المعتمدة على المصفوفات صياغة خاصة لميكانيكا الكم تتضح فيها سمة حيز المتجهات ، فى حين تؤدى فيها معادلات الموجة دوراً ثانوياً . وقد تبدو نظرية هيزنبيرج فى أول الأمر مختلفة تماماً عن النظرية الموجية ، مثل ميكانيكا شرودينجر (Schrodinger) الموجية ، لكن أنواع النظريات المختلفة تكون فى الحقيقة متكافئة تماماً ، وتؤدى إلى نفس التنبؤات الفيزيائية . فجميعها تشترك فى الهيكل المجرد ، وهذا الهيكل هو نظرية حيز المتجهات المجرد . ولأننا لانستطيع أن نفترض بأن القارىء قد سبق له تعلم المصفوفات فى مقررات الرياضة فقد رأينا أن نحذف مناقشة نظرية هيزنبيرج من هذا الكتاب . رغم أن النظرية ليست ذات صعوبة خاصة ، ولكن بسبب وجود مواد أخرى كثيرة على القارىء أن يتعلمها فقد فضلنا ألا ننقل المناقشة بتقدم نظرية المصفوفات .

وقد ظهر أول بحث لفيرنر هيزنبيرج (Werner Heisenberg) من هذا الموضوع عام ١٩٢٥* . فى هذا البحث لم يذكر هيزنبرج صراحة نظرية المصفوفات لأنه لم يتبين بأن عملياته الرياضية لها تفسير مبنى على نظرية المصفوفات . وفيما بعد اتضحت العلاقة مع المصفوفات فى الحال من خلال بحث هام مشترك بين كل من ماكس بورن وباسكال جوردان** (Max Born and Pascual Jordan)

---

* W. Heisenberg, "Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen," *Zeitschrift für Physik* 33, 879 (1925).

** M. Born and P. Jordan, "Zur Quantenmechanik," *Zeitschrift für Physik* 34, 858 (1925).

وقد تطورت مبادىء ميكانيكا الكم إلى أبعد من ذلك بواسطة هذين المؤلفين وبواسطة هيزنبرج فى M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, "Zur Quanten-mechanik II," *Zeitschrift für Physik* 35, 557 (1926).



فيرنر كارل هيزنبرج (Werner Karl Heisenberg) ولد عام ١٩٠١ فى دورزبيرج بألمانيا . وقد درس هيزنبرج على يد سمرفلد فى جامعة ميونخ ، وحصل على درجة الدكتوراه فى فلسفة العلوم عام ١٩٢٣ . وبعد فترة مثمرة من العمل كمساعد لبورن فى جامعة جوتنجن ، أمضى هيزنبرج ثلاثة أعوام فى معهد بوهر بكوبنهاجن . وفيما بعد تولى مناصب فى جامعة ليبزج ، وفى معهد ماكس بلانك للفيزياء فى برلين . ومنذ عام ١٩٤٦ أصبح مديراً لمعهد ماكس بلانك للفيزياء فى جوتنجن وفى عام ١٩٣٢ نال جائزة نوبل .

ومن بين إسهامات هيزنبرج الكثيرة الهامة فى الفيزياء النظرية يقف اكتشافه لميكانيكا المصفوفات كأهم إنجاز فكرى متميز .

(صورة بالإذن من *Physics Today*)

٥٤ — يجب أن ننبه القارىء إلى أن ميكانيكا المصفوفات قد ابتكرت وتطورت قبل أن يبتكر شرودينجر الميكانيكا الموجية . ولقد ذكرنا أنها فكرة طبيعية أن ننظر إلى فئة كل حلول المعادلة التفاضلية الخطية على أنها حيز متجهات ، ومن أجل هذا إنسقنا إلى اعتبار الملامح الجبرية للمعادلة . وليس هناك شك فى أنه لو تم ابتكار

ميكانيكا شرودينجر أولا ، ثم اكتشاف ميكانيكا المصفوفات مباشرة كإعادة صياغة للنظرية الموجية ، لكن الأمور لم تحدث بالفعل على هذا النحو . مما جعل التتابع التاريخي للأحداث يبدو للمؤلف شيئاً غير قابل للتصديق ، ويعتقد المؤلف أن ابتكار ميكانيكا المصفوفات يعتبر واحدا من أعظم الإنجازات المذهلة في النظرية الفيزيائية .

وقد تم إثبات تكافؤ ميكانيكا المصفوفات والميكانيكا الموجية بواسطة شرودينجر في عام ١٩٢٦***

مراجع لدراسة اضافية

١ – بخصوص الناحية التاريخية للموضوعات التي نوقشت في هذا الفصل نشير على القارىء بالرجوع إلى الكتب التي ذكرناها في نهاية الفصل الأول (الفقرات ٣ و ٥)

٢ – توجد بحوث كثيرة على النظرية الرياضية للمعادلات التفاضلية الجزئية الخطية ، والمؤلف لايتوقع أن يغوص القارىء بعمق في هذه النظرية عند هذه المرحلة . ولكنه يرغب في ذكر أحد المراجع التي أدت دوراً هاماً في الفيزياء ، بالتحديد

R. Courant and D. Hilbert : *Methoden der mathematischen Physik,* vols. I and II (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1931 and 1937).

وقد تم ترجمة هذا العمل تحت عنوان

Methods of Mathematical Physics, vols. I and II (Interscience Publishers, Inc., New York, 1953 and 1962).

الجزء الثاني يتناول المعادلات التفاضلية الجزئية ، في حين يناقش الجزء الأول موضوعات متنوعة ذات أهمية في الفيزياء ، مثل تحليل فورير ، نظرية المصفوفات وحيز المتجهات ، حساب المتغيرات ، والنظرية الخاصة ببعض المعادلات التفاضلية الخطية الاعتيادية التي تظهر في كثير من المسائل الفيزيائية .

وقد حدث بالمصادفة أن التطورات الهامة في الرياضيات ، التي اتضح أخيراً أنها « فصلت حسب الطلب » للميكانيكا الكمية ، قد تمت تقريباً في الفترة التي تم فيها اكتشاف ميكانيكا الكم ، وقد أدى ديفيد هلبرت (David Hilbert) بجامعة جوتنجن دوراً رئيسياً في هذه التطورات ، وقد سمى حيز المتجهات اللانهائي الأبعاد التي صيغت بدلالته في الوقت الراهن ميكانيكا الكم باسم حيز هلبرت ، نسبة إلى مكتشفه . لم يطور هلبرت في البداية نظريته عن الحيز الخطي لكي تناسب التطبيقات الفيزيائية ، لكن اكتشاف ميكانيكا الكم قد حفز بالطبع البحوث الرياضية لكي تتناول المسائل التي أثارتها التطبيقات الفيزيائية . وتعتبر هذه الفترة إحدى الفترات التي شهدت تفاعلا عظيما بين الرياضيين والفيزيائيين .

*** E. Schrödinger, "Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen," *Annalen der Physik* 79, 734 (1926).

نظرية الميكانيكا الموجية من وجهة نظر الرياضيين قدمت بواسطة :

J. von Neumann : *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik.* (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1932. Reprinted by Dover Publications, New York, 1943).

وقد ظهرت الترجمة الإنجليزية تحت عنوان

Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Princeton University Press, 1955).

٣ – نوقشت ميكانيكا المصفوفات فى معظم كتب ميكانيكا الكم المتقدمة . وكتقرير ابتدائى لفيزياء الكم التى نوقشت واستخدمت فيه المعالجة الجبرية تشير إلى R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands : *The Feynman Lectures on Physics,* vol. III (Addison-Wesley Publishing Co., Inc., 1965). وهو الجزء الأخير من سلسلة مكونة من ثلاثة كتب فى أساسيات الفيزياء وفى هذه الكتب تظهر بجلاء روعة المعالجة الفيزيائية . ونحن ننصح القارىء بشدة أن يحيط بها علماً .

٤ – فى هذا الجزء لم نذكر إلا القليل عن فيزياء الجوامد ، ومن بين الكتب التمهيدية فى هذا الموضوع نذكر C. Kittel : *Introduction to Solid State Physics* 3rd ed. (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1966). وسوف يجد القارىء من بين الموضوعات الكثيرة مناقشات للتركيب البلورى ، نظرية الحيود ، ونظرية الفوتونات .

بخصوص البلورات يجب على القارىء أن يتنبه إلى المقال المطول حول هذا الموضوع فى *Encyclopaedia Britannica* تحت عنوان « علم البلورات » .

٥ – قد يجد القارىء أن المقالات التالية فى *Scientific American* مشوقة .

(أ) K. K. Darrow : «The quantum theory», March 1952, p. 47.
(ب) K. K. Darrow : «Davisson and Germer», May 1948, p. 50.
(جـ) E. Schrodinger : «What is matter» ? Sept. 1953, p. 52.
(د) P. and E. Morrison : «The neutron», Oct. 1951, p. 44.
(هـ) G. Gamow : «The principle of uncertainty», Jan. 1958, p. 51.

مسائل

١ – تعبر قدرة الميكروسكوب على التفريق عن حدود قدرتنا على رؤية التفاصيل الدقيقة ، بواسطة الميكروسكوب ، للشىء محل البحث . ويمكن تعريف قدرة التفريق على أنها أصغر مسافة بين نقطتين فى الجسم بحيث يمكن رؤيتها كنقطتين منفصلتين . فى الميكروسكوب الضوئى تكون أكبر قدرة ممكنة للتفريق محدودة

تماماً بالطول الموجى المحدد للضوء المستخدم فى الإضاءة : ولا يمكن أن نتوقع أن نرى ملامح لجسم أصغر كثيراً من هذا الطول الموجى . وللتغلب على هذا القصور فى الميكرسكوب الضوئى ، تم بناء الميكروسكوبات الألكترونية . ويستخدم الميكروسكوب الإلكترونى بدلا من العدسات المصنوعة من الزجاج فى المجالين الكهربى والمغناطيسى اللذين يشكلان بطريقة مناسبة . دعنا نعتبر ميكرسكوباً الكترونياً مضاءاً بواسطة مصدراً للإلكترونات ذا طاقة قدرها 50 keV . قارن قدرة التفريق العظمى الممكنة لمثل هذا الميكروسكوب الإلكترونى بمثيلتها فى ميكرسكوب ضوئى .

يجب أن ننص على أن قدرة التفريق الفعالية فى الميكروسكوب (سواء كان ضوئياً أو الكترونياً) تعتمد أيضاً على بعض الخواص المرتبطة بتصميم الجهاز ، وهذه لها علاقة بمقدار الزاوية التى فى حدودها يكون الميكروسكوب قادراً على قبول « الضوء » من الجسم . ولأسباب تقنية تكون هذه الزاوية أصغر كثيراً فى الميكروسكوب الإلكترونى عنها فى الميكروسكوب الضوئى ، وعلى هذا تكون قدرة التفريق الفعلية للميكروسكوب الإلكترونى أصغر كثيراً من قدرة التفريق العظمى المحسوبة نظرياً . وبالرغم من هذا فإن قدرة تفريق الميكرسكوب الإلكترونى تكون متفوقة بدرجة كبيرة على قدرة تفريق الميكروسكوب الضوئى .

٢ – اعتبر غازا من الهليوم عند درجة حرارة الغرفة . هذا الغاز أحادى الذرة . وتعطى الطاقة المتوسطة المتوسطة لذرة الهليوم فى الغاز عند درجة الحرارة T بالعلاقة $E_{\text{kin}} = 3kT/2$ ، من هذا التعبير نستطيع أن نجد السرعة المتوسطة (وكمية الحركة) لذرات الهليوم .

(أ) احسب السرعة المتوسطة (بوحدات cm / sec) لذرات الهايوم .

(ب) احسب الطول الموجى لدى برولى المناظر لهذه السرعة المتوسطة بالـ cm . قارن الطول الموجى بالمسافة المتوسطة بين الذرات فى الغاز بفرض أن الضغط هو ضغط جوى واحد ، وأن المسافة المتوسطة يمكن إيجادها على هذا من الكثافة المعروفة .

قد يشك الإنسان فى أن التأثيرات الكمية تلعب دوراً إذا كان الطول الموجى لدى برولى أكبر من المسافة المتوسطة ، فى حين أن الوصف الكلاسيكى يكون ملائماً عندما يكون الطول الموجى لدى برولى أصغر كثيراً من المسافة المتوسطة . فى الصورة الكلاسيكية يكون الغاز عبارة عن مجموعة من كرات البلياردو ، دائمة التصادم مع بعضها البعض ، فى حين يكون الغاز فى الوصف الميكانيكى الكمى عبارة عن مجموعة من الموجات المتفاعلة فيما بينها . وعلى هذا يكون من المثير أن نجرى المقارنة السابقة لغاز حقيقى .

(حـ) كثافة الهليوم السائل تقع فى حدود $0.15\ \text{gm cm}^{-3}$. وتظل هذه المادة تحت تأثير الضغط الجوى فى حالة سيولة عند أصغر درجة حرارة يمكن الوصول إليها . بالمقارنة مع ماتم دراسته فى (ب) قارن الطول الموجى لدى برولى بالمسافة المتوسطة عند درجة الحرارة المنخفضة $0.01°\text{K}$.

٣ – أجر نفس المقارنة بين الطول الموجى لدى برولى ومتوسط الإزاحات البينية لغاز من الإلكترونات لقطعة من النحاس . توجد نماذج للمعادن تعتبر فيها الألكترونات مكونة لغاز مثل غاز ذرات الهليوم فى الوعاء . إفرض أن هناك الكتروناً واحداً لكل ذرة نحاس يمكنه أن يتحرك بحرية داخل الشبيكة . وبذلك تكون المسافات بين الذرات هى متوسط المسافات بين الإلكترونات .

٤ – افترض مسألة فى ثلاثة أبعاد . حيث يسقط جسم بزاوية ميل على السطح الفاصل بين منطقتين R_1 و R_2 وافرض أن طاقة جهد الجسيم تكون ذات قيمة ثابتة V_1 فى أغلب المنطقة R_1 ، وذات قيمة ثابتة V_2 فى معظم المنطقة R_2 ، إلا أن طاقة الجهد تتغير بسرعة من V_1 إلى V_2 بجوار السطح الفاصل مباشرة . بذلك لايقع الجسيم تحت تأثير أية قوة فى المنطقتين R_1 و R_2 ، ولكنه يعانى قوة شديدة ، فى الاتجاه العمود على المستوى ، عند المنطقة القريبة من السطح الفاصل . دعنا نفترض أن الطاقة الكلية لجسم هى E ، وأن $E > V_1$ و $E > V_2$ عندئذ يعانى الجسيم انكساراً عند السطح الفاصل ، والمطلوب هو دراسة الانكسار كلاسيكياً وكمياً .

(أ) اشتق قانون الانكسار على أساس من الميكانيكا الكلاسيكية . فى هذه الحالة يوجد تغيير فى المركبة العمودية لكمية حركة الجسيم عندما يمر خلال السطح الفاصل ، ولكن المركبة المستعرضة لن تتغير . ويعطى مبدأ حفظ الطاقة كمية الحركة فى المنطقة R_2 إذا كنا نعرف كمية الحركة فى المنطقة R_1 ، وبهذا يمكننا أن نشتق قانون الانكسار .

(ب) اشتق قانون الانكسار على أساس الميكانيكا الموجية ، وبين أنك تستطيع الحصول على نفس النتيجة التى تم الحصول عليها كلاسيكياً . عند معالجة هذه المسألة من خلال ميكانيكا الكم سوف يلزم مرة أخرى دراسة العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة $\mathbf{p}$ ، التردد ω والمتجه الموجى $\mathbf{k}$ للجسيم . وقد طبقت مناقشتنا السابقة على الحالة التى يكون فيها الجهد فى المنطقة مساوياً للصفر ، وعلى هذا فقد تكون غير سارية فى الحالة قيد البحث . وأنت مدعو لكى تقدم أفكارك حول كيفية ابتكار النظرية . والأسئلة التى يجب أن تهتم بها تتضمن مايأتى : هل التردد هو نفسه على جانبى السطح الفاصل؟ هل يجب أن تكون المركبة المماسية لمتجه الموجة متصلة عند السطح الفاصل؟ هل العلاقة $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ صحيحة دائماً ؟ وماذا عن العلاقة $E = \hbar\omega$ ؟

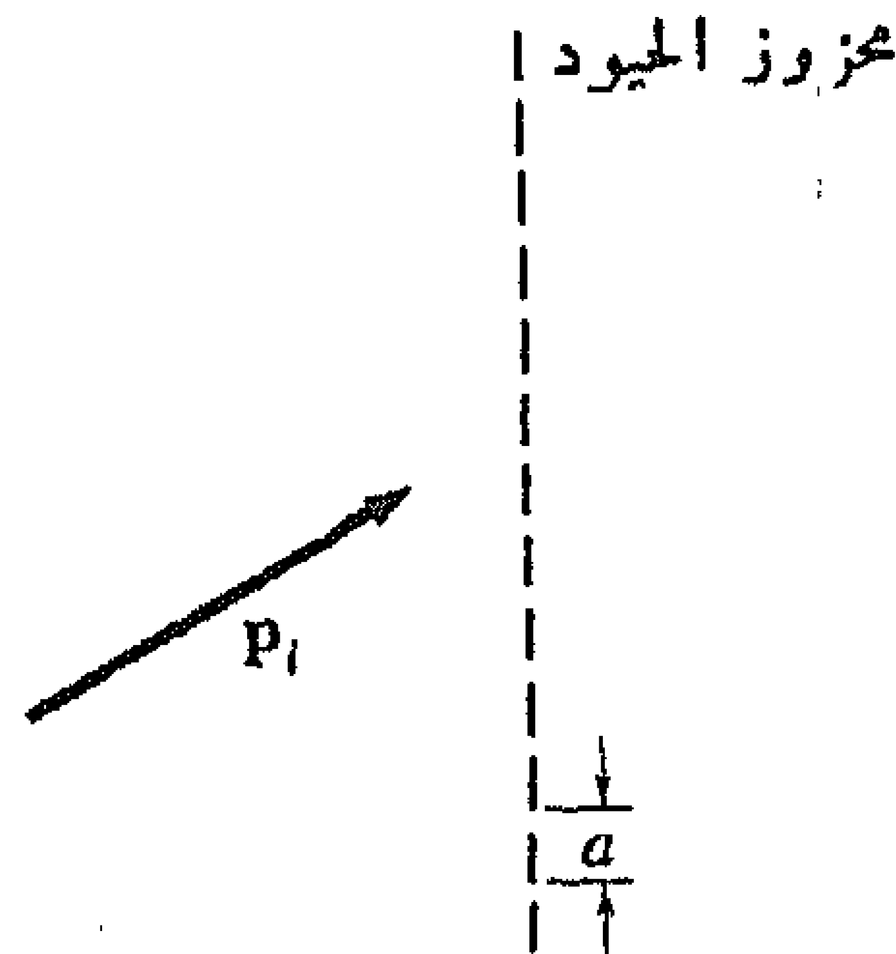
أنت فى الحقيقة تعرف الإجابة على هذه المسألة بالذات . فقانون الانكسار الناتج عن المناقشة الكلاسيكية فى الجزء أ يجب أن يكون صحيحاً . فهذا يساعدك فى البحث عن أفكار جيدة : فأنت تعلم أن نظريتك الميكانيكية الكمية يجب أن تؤدى فى هذه الحالة إلى نتيجة معروفة .

(جـ) بناء على الديناميكا الكلاسيكية سوف لا ينعكس الجسم عند السطح ، ولكنه يعانى انكساراً فقط . فى حين أن الضوء الساقط على السطح الفاصل بين مادتين عازلتين يعانى انكساراً وانعكاساً . عبر عن رأيك فيما تكون عليه الحالة التى يكون فيها الجسيم ميكانيكياً كمياً ، أى ، جسيم حقيقى .

٥ – اعتبر مسألة الحيود بواسطة محزوز الحيود ، المبين تخطيطياً فى الشكل المرفق . يتكون مثل هذا المحزوز من عدد كبير من الحزوز المتوازية بالغة الدقة ذات مسافات بينية متساوية على سطح مستو (مصنوع من الزجاج ، أو معدن أو بلاستيك) . للسهولة سوف نعتبر هذا المحزوز كمسألة فى بعدين ، وهذا مسموح به إذا افترضنا أن الموجة الساقطة تنتشر فى اتجاه واقع فى مستوى عمودى على خطوط المحزوز . وعلى هذا يكون اتجاه السقوط فى مستوى الشكل .

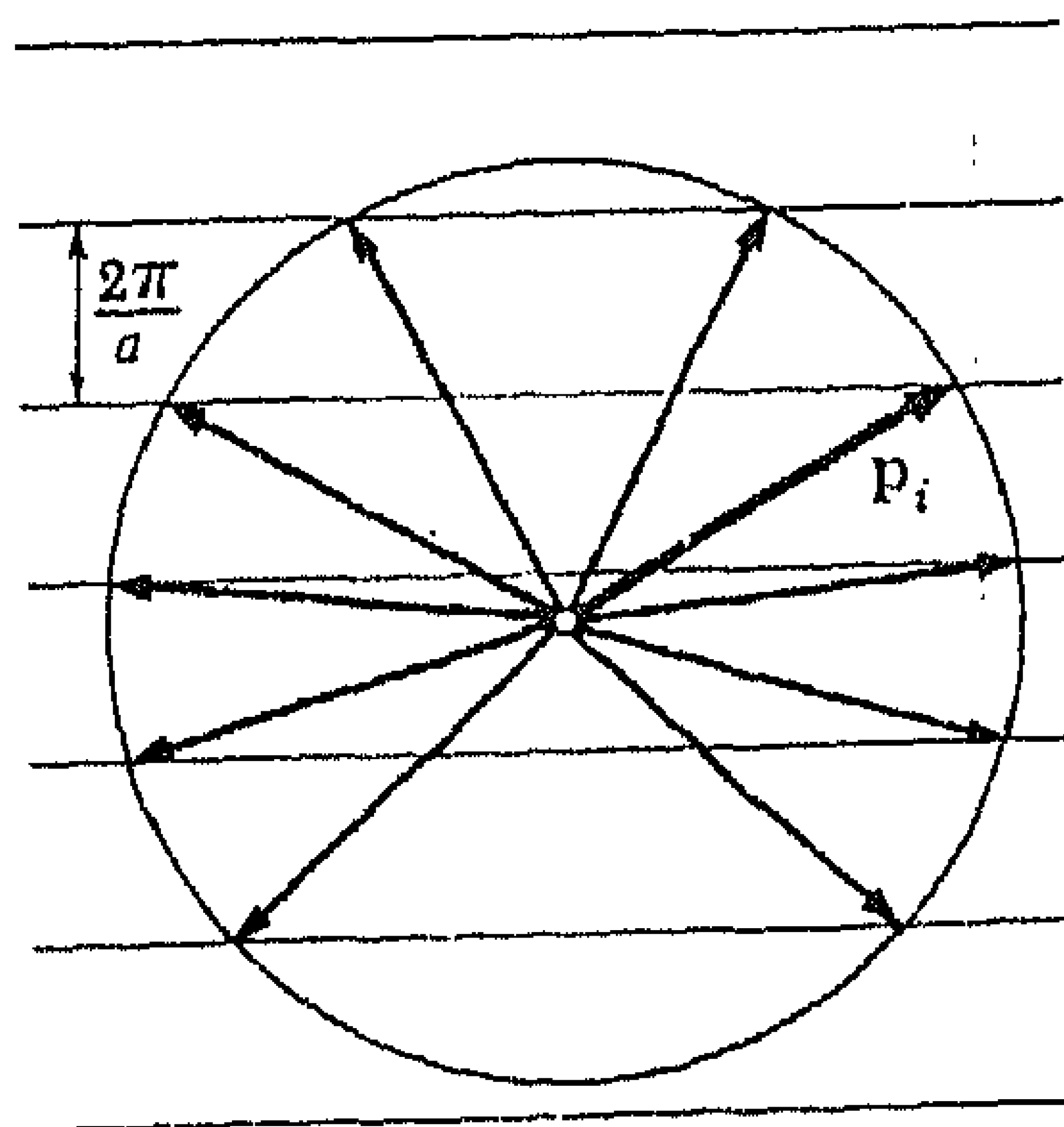
لنفرض أن الموجة الساقطة مستوية ذات تردد (= طاقة) ω ذات متجه موجى (= كمية الحركة) $\mathbf{p}_i$. أوجد الاتجاهات الممكنة للموجات الحائدة) وبين أنها يمكن أن توصف كما يلى : جسيم كمية تحركه $\mathbf{p}_i$ يصطدم

مع المحزوز ، وينطلق بعد التصادم بكمية حركة $\mathbf{p}_0$. فى حين أن طاقته لاتتغير بالتصادم ، ولكنه كمية الحركة $\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0$ تنتقل إلى المحزوز . بين أن اتجاهات الموجات الحائدة يمكن تعيينها بواسطة قاعدة بسيطة وهى أن مركبة كمية الحركة المنتقلة $\mathbf{q}$ على طول المحزوز ، أى ، المركبة العمودية فى الشكل ، يجب أن تكون مضاعفاً صحيحاً للقيمة $2\pi/a$ حيث a هى المسافة بين خطوط المحزوز ، أى أن ، المركبة العمودية لكمية الحركة المتنقلة تكون مقداراً « كمياً » .



الشكل الأعلى الذى يشير إلى المسألة ٥ ، يبين تخطيطاً لمحزوز الحيود ، وتمثل كمية الحركة الساقطة $\mathbf{p}_i$ بالمتجه . المسافة بين الخطوط المتجاورة فى المحزوز هى ثابت المحزوز a .

الشكل أدناه يبين كيف يمكن إيجاد اتجاهات الأشعة الحائدة عن طريق إنشاء شكل هندسى بسيط . وتتعين كميات الحركة النهائية بتقاطعات دائرة تناظر مقدار كمية الحركة التى لا تتغير ، أما فئة الخطوط المتوازية فتتناظر القيم المسموح بها للمركبة العمودية لكمية الحركة المنتقلة إلى المحزوز . وبالشكل عشر من كميات الحركة النهائية الممكنة بما فيها كمية الحركة الساقطة موضحة بالمتجهات .



٦ – (أ) نحن نعتبر حيود الضوء المرئى بواسطة محزوز مثل المحزوز الذى وردت مناقشته فى المسألة السابقة . بفرض أن ثابت المحزوز a يساوى ضعف الطول الموجى للضوء ، وأن زاوية السقوط هى 45° . أوجد كل الزوايا التى تنطلق عندها الأشعة الحائدة . وضح الإجابة بالرسم .

(ب) دعنا نعدل التجهيز بحيث يصبح المحزوز محصوراً بين لوحين أحدهما من الزجاج التاجى (معامل انكساره 1.51) والآخر من الزجاج الصوانى (معامل انكساره 1.74) . وكلاهما ذو سمك منتظم قدره 5 mm ، بحيث يواجه الزجاج التاجى الجهة التى يسقط فيها الضوء . وبحيث يكون الطول الموجى ، ثابت المحزوز ، وزاوية السقوط كما هى فى الجزء الأول من المسألة . أوجد الاتجاهات التى تنطلق فيها أشعة الحيود من ثانى اللوح ، وقارن النتائج بالجزء الأول من المسألة .

٧ – فى تجربة من طراز تجربة ديفيد – جيرمر تسقط الكترونات بطاقة قدرها 88 eV عمودية على سطح بلورة معدنية مرتبة ذراتها على شبيكة مربعة طول ضلعها $a = 2.9$ Å ارسم شكلا يبين نقط تقاطع الأشعة الحائدة مع مستوى موازى لسطح البلورة ، وعلى مسافة قدرها 5 cm من السطح . هذا الشكل يجب أن يرسم بمقياس رسم صحيح ، مع توضيح الأشعة الحائدة .

٨ – يحكى أن أحد الفيزيائيين كان يجرى تجارب ، مثل التى ورد وصفها أعلاه ، على عدد من المعادن المختلفة . وفى تقريره الذى يتضمن النتائج قال : باستخدام المعدن A ، لاحظت نموذج حيود ذا تماثل ثلاثى – الأنطواء ، والمعدن B وجدت تماثلا رباعى – الانطواء ، والمعدن C تماثلا خماسى الانطواء ، والمعدن D تماثلا سداسى الانطواء . (يطلق على النموذج أنه ذو تماثل n الانطواء إذا ظل غير متغير تحت تأثير دورانى بزاوية قدرها $2\pi/n$) . قيم هذا التقرير بالتفصيل .

٩ – سمح لنيوترونات من مفاعل بالمرور خلال عمود (متعدد البلورة) من البريليوم . وقد اختيرت هذه المادة لأنها لاتمتص النيوترونات بدرجة محسوسة . وقد وجد أن النيوترونات التى تنطلق من الطرف الآخر تكون « باردة » أى أن طاقات حركتها تناظر درجات حرارة أقل من 50°K . وقد وجد أن النيوترونات « الأكثر دفئاً » أى التى تناظر طاقة حركتها درجة حرارة الغرفة تستطير بشدة بعيدة عن الحزمة بواسطة البريليوم . هل يمكنك تفسير هذه الظاهرة ؟

١٠ – إفرض أن دالة الموجة $\psi(x, t)$ هى أحد الحلول ذات التردد الموجب لمعادلة كلين – جوردون (بكتلة m) . وافترض أن هذه الدالة تمثل جسيما (حزمة موجية) ، مركزاً فى الحيز ، تمثيلا معقولا ، وتتحرك إلى حد كبير فى اتجاه محدد . باعتبار أن الدالة $\psi_R(x,t)$ تكون معرفة بالعلاقة

$$\psi_R(x,t) = \psi(-x,t)$$

(أ) بين أن الدالة $\psi_R(x,t)$ هى أيضاً أحد الحلول موجبة – التردد لمعادلة كلين – جوردون

(ب) بناء على ذلك تكون الدالة $\psi_R(x,t)$ ممثلة حالة أخرى لحركة الجسيم . إوصف فيزيائياً كيف ترتبط حالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi_R(x,t)$ بحالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi(x,t)$. (يمكنك أن تقدم نصاً بسيطاً وأنيقاً . كدليل يرشدك تستطيع أولا أن تفكر فى المسارات « المتوسطة » فى الحالتين) .

١١ – المسألة التالية تشبه المسألة رقم ١٠ ، ولكنها من المحتمل أكثر صعوبة . اعتبر الدالة $\psi_T(x,t)$ ، المعرفة بالعلاقة

$$\psi_T(x,t) = \psi^*(x, -t)$$

حيث تدل النجمة على المرافق المركب .

(أ) بين أن $\psi_T(x,t)$ تكون أيضاً حلا موجب التردد لمعادلة كلين – جوردون .

(ب) أوصف فيزيائياً كيف ترتبط حالة الحركة الموصوفة بالمعادلة $\psi_T(x,t)$ بحالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi(x,t)$.

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

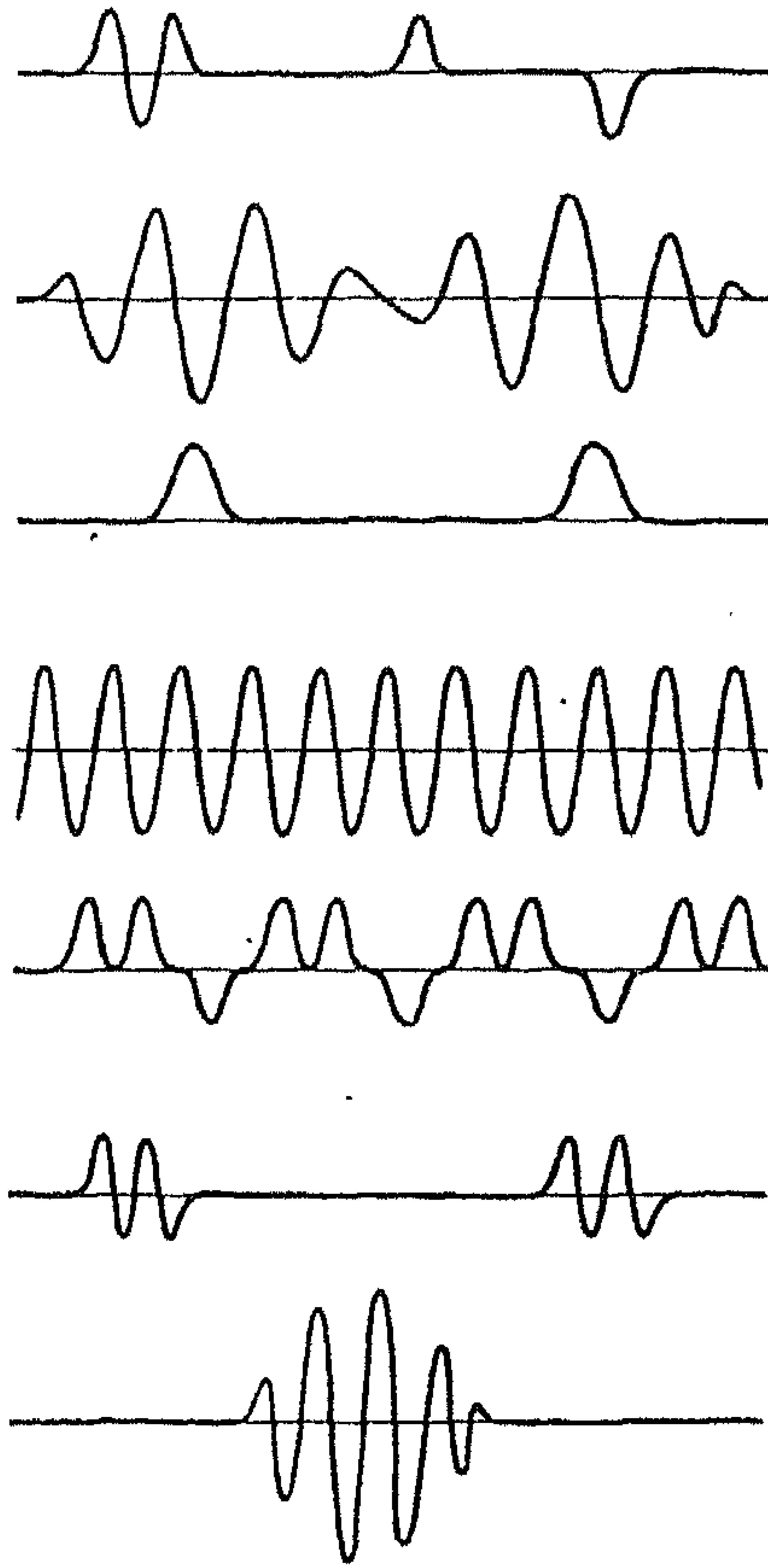
علاقات عدم التيقن لهيزنبرج

١ – لقد تعلمنا من الفصلين السابقين أن الجسيمات الموجودة فى الطبيعة لها خواص موجية . فجسيم متحرك بكمية تحرك جيدة التحديد p من الممكن أن يتصرف كوجه ذات طول موجى $\lambda = h/p$ ، وهذه العلاقة بين الطول الموجى وكمية التحرك هى علاقة عامة بمعنى أنها صحيحة لكل الجسيمات الحقيقية . لقد أكدنا على أنه ينبغى عدم تخيل الخواص الموجية بدلالة « موجة دالة » مصاحبة بصورة أو بأخرى لجسيم كلاسيكى . فالجسيم الفيزيائى الحقيقى هو كيان مفرد لايمكن تقسيمه ، وخواصه الموجية بالإضافة إلى خواصه الجسيمية ماهى إلا عبارة عن تجل لأوجه مختلفة من طبيعته الذاتية .

٢ – لقد تعلمنا أن حالة الحركة لجسيم يمكن وصفها بدالة موجية مركبة $\psi(x, t)$. وفى حالة جسيم منعزل فإن هذه الدالة الموجية تحقق معادلة كلاين – جوردون (Klein – Gordon) إذا ما أخضعت للشرط الإضافى بأن الترددات الموجية فقط سوف توجد فى التحليل الفوريرى للدالة الموجية . وكما شرحنا ، فإنه من الممكن حل معادلة كلاين – جوردون تحت هذا الشرط ، إذا ما أعطينا الدالة الموجية الابتدائية $\psi(x, 0)$ عند الزمن $t = 0$ (أو عند أى زمن آخر محدد) . والدالة الموجية الابتدائية اختيارية تماماً ، وعلى ذلك فإنه من الممكن أن يكون لدينا تنوع عريض جداً من موجات مختلفة مناظرة لحالات مختلفة من حركة الجسيم . ومن المهم أن نفهم بأنه ليس من الضرورى أن تشبه موجة فى ميكانيكا الكم موجة جيب : وهى حالة خاصة جداً . وتحدد معادلة كلاين – جوردون التبعية الزمنية للدالة الموجية ، ولكنها مع ذلك لاتفرض أى قيد على « ظهور » الموجة عند لحظة ما من الزمن . غير أنها مع ذلك سوف تقيد ظهور الموجة عند زمنين مختلفين . الدالة الموجية $\psi(x, t_1)$ عند زمن $t = t_1$ تحـدد قيمة الدالة الموجية عند كل الأزمنة الأخرى ، وبذلك تحدد بطريقة فريدة حالة الحركة للجسيم . ضمن هذا المفهوم تكون ميكانيكا الكم نظرية تعيين .

٣ – لنتدارس الآن حالة حركة جسيم موصوفة بالدالة الموجية الابتدائية $\psi(x, 0)$. ولنطرح السؤال التالى : ماذا يمكننا القول عن موضع مكان وكمية تحرك الجسيم عند الزمن $t = 0$ ؟

ذكرنا فيما سبق أن السعة يجب أن تعطى تفسيراً احتمالياً . من المرجح جداً وجود الجسيم فى تلك المناطق من الفراغ التى تكون فيها السعة كبيرة . بدقة أكثر فى التعبير فإن التربيع المطلق لسعة الموجة عند نقطة هو مقياس لاحتمال استكشاف الجسيم إذا مابحثنا عنه بواسطة مكشاف (صغير) فى مجاورة النقطة . إذا ماكانت



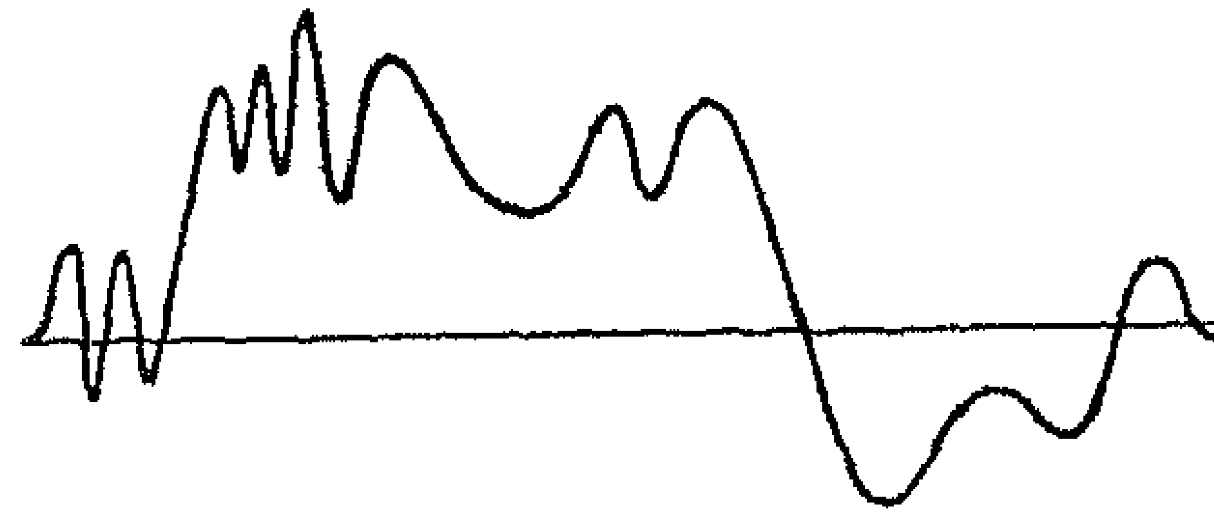
شكل ٢ أ تشكيلة من موجات ، معروضة لتذكير القارىء بأن فى ميكانيكا الكم ليست بالضرورة أن تشبه موجة جيبية (عند لحظة معينة من الزمن) . من الممكن لموجة اختيارية أن تكون تقريباً دالة اختيارية لموضع المكان ، وفى مظهرها ليست بالضرورة أن تبدو متناسقة مثل الموجات بعاليه . لقد رسمنا هنا الجزء الحقيقى من الدالة الموجية المركبة (بصفة عامة) .

الدالة الموجية الابتدائية بحيث أن سعتها تساوى صفراً فيما عدا فى منطقة صغيرة جداً ، فإذن يمكننا القول بأن الجسيم موجود فى تلك المنطقة (عند زمن $t = 0$) : مكان الجسيم معروف بدقة . من جهة أخرى ، فإذا كانت الدالة الموجية الابتدائية منتشرة إلى حد كبير بحيث أن سعتها ثابتة تقريباً على مدى منطقة كبيرة جداً فإننا لايمكننا تخصيص موضع مكان دقيق للجسيم : موضع المكان عند الزمن $t = 0$ يخضع لدرجة كبيرة من عدم الدقة .

التصور بعدم إمكانية تحديد موضع مكان دقيق للجسيم ، بصفة عامة ، (عند زمن معين) يتأتى بصورة طبيعية ، كما رأينا ، من الصورة الموجية . الدقة التي يعرف بها موضع المكان تعتمد على حالة الحركة للجسيم ولايوجد مايمنع دالة موجية (حالة حركة) والتي يعرف لها موضع المكان بدقة متناهية ، وكذلك لايوجد مايمنع نوع آخر من الدوال الموجية التي لا يعرف لها موضع المكان في حدود أحسن من سنة ضوئية .

٤ – اعتبارات مماثلة تنطبق على المتغير « كمية التحرك » . بما أن كمية التحرك والطول الموجي يرتبطان بواسطة معادلة دى برولى (de Broglie) فإنه من الواضح بديهياً أن كمية التحرك لايمكن تحديدها بدقة إلا إذا ماحدد الطول الموجي بدقة . لكي يتم تحديد الطول الموجي فإنه من الضروري أن تبدى الدالة الموجية نوعاً ما من النمط الدوري . فموجة جيب طويلة لها طول موجي محدد ، ولكن كل مفهوم الطول الموجي يصبح غير ذى معنى محدد بالنسبة لمنحنى عشوائي غير منتظم . يمكننا إذن أن نفهم بأن الدقة التي تحدد بها كمية التحرك لجسيم تعتمد على حالة تحرك هذا الجسيم : وإذن يمكن تحديدها إلى درجة كبيرة جداً ، أو يمكن أن يكون تحديدها قاصراً إلى درجة كبيرة جداً .

أدرك هيزنبرج بأنه على حين أنه لاتوجد أية حدود للدقة التي يمكن بها تحديد موضع المكان أو كمية التحرك كلا على حده ، فإنه يوجد حد أساسي للدقة التي يمكن بها تحديد موضع المكان وكمية التحرك في نفس الوقت (بلغة أخرى ، لنفس الدالة الموجية) . هذا التبصر لهيزنبرج يترجم في علاقاته الشهيرة للاتيقنية والتي صاغها في عام ١٩٢٧ + . سوف نستنتج هذه العلاقات فيما يلي من خلال مناظرات بديهية .



شكل ٤ أ مثال لرتل موجي يتأتى لمفهوم الطول الموجي بالنسبة له معنى ضئيل جداً . بالنسبة لهذه الموجة تحدد كمية التحرك تحديداً رديئاً جداً . أنظر أيضاً إلى شكل ٢ أ : كمية التحرك محددة تحديداً رديئاً للموجات المبينة فيما عدا الموجة المبينة في الوسط .

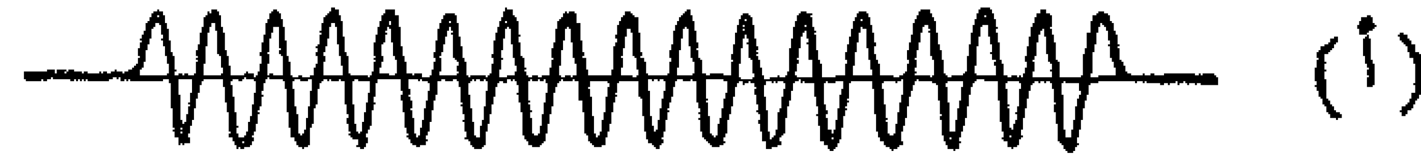
٥ – دعنا نتدارس أولا موجات دى برولى في دنيا البعد الواحد . للسهولة نتبع نظاماً للوحدات بحيث تكون $h = 1$. في مثل هذا النظام من الوحدات يرتبط الطول الموجي وكمية التحرك بالعلاقة $\lambda = 2\pi/p$ ، ولسنا بحاجة إذن للتفرقة بين المتجه الموجي وكمية التحرك .

+ W. Heisenberg, "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik," *Zeitschrift für Physik* 43, 172 (1927).

سوف نجادل بدلالة التمثيل المصور للموجات ، ولهذا الغرض فلقد رسمنا فى الأشكال ٥ أ ، ب ، جـ ، د أربعة من الأرتال الموجية ذات طابع خاص وأطوال نهائية (الأحداثى x هو الأحداثى السينى فى هذه الأشكال) . يجب أن يلاحظ القارىء الآن بأن الدالة الموجية $\psi(x, 0)$ هى بصفة عامة دالة مركبة القيمة ، وهذه الحقيقة تخلق صعوبات عند تمثيل هذه الدالة بيانياً . بالرغم من ذلك ، فإننا يمكننا تمثيل الشطر الحقيقى والشطر التخيلى كل على حدة ، ويمكن أن يعتبر القارىء أن الأشكال ٥ ا ، ب ، جـ ، د تمثل أما الشطر الحقيقى أو الشطر التخيلى للدالة $\psi(x, 0)$.

موضع المكان ردىء التحديد

كمية التحرك جيدة التحديد



(أ)

موضع المكان محدد أفضل

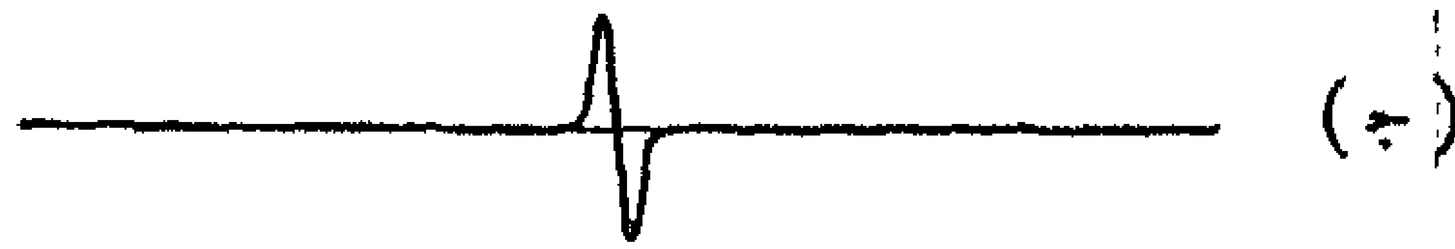
كمية التحرك أقل جودة فى التحديه



(ب)

موضع المكان جيد التحديد

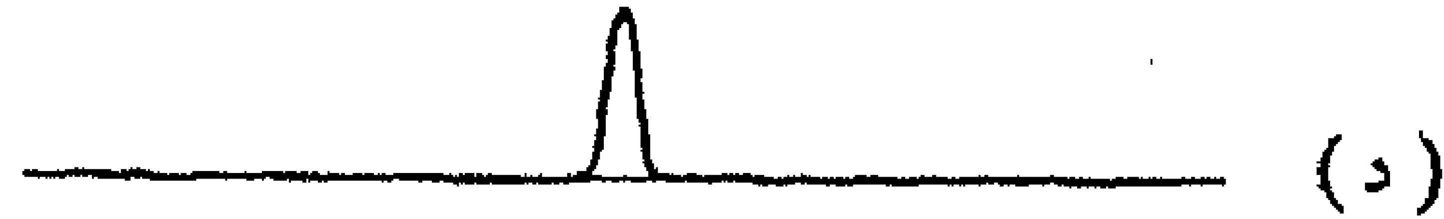
ned كمية التحرك رديئة التحديد جداً



(جـ)

موضع المكان جيد جداً فى التحديد

ned كمية التحرك رديئة جداً فى التحديد



(د)

الأشكال ٥ أ ، ب ، جـ ، د لتوضح مناقشتنا عن علاقة عدم التيقن بين موضع المكان وكمية التحرك . موضع مكان جيد التحديد يتطلب رتلا موجياً قصيراً . كمية تحرك جيدة التحديد تتطلب عدداً كبيراً من الدورات الجيبية جيدة التكوين . المتطلبان متعارضان مع بعضهما البعض .

تبين الأشكال « موجات جيبية مقطوعة » ، معبر عنها بالدالة $\sin (px)$ فى المنطقة التى لاتتلاشى فيها الدالة الموجية . بالرغم من ذلك ، فإن الموجة ليست فى الحقيقة موجة جيبية صرفة ، ذلك لأنها «مقطوعة» فى كلتا النهايتين . لهذا السبب فإنه لايمكن تحديد الطول الموجى (وكمية التحرك) بدقة : هذه الكميات يمكن تحديدها بدقة فقط عندما تكون الموجة موجة جيبية صرفة .

بالنظر إلى الأشكال ٥ أ ، ب ، جـ ، د فإننا نرى بوضوح جلى أنه كلما تحسن تحديد موضع المكان ، كلما ازداد تحديد كية التحرك افتقاراً . دعنا نرمز إلى عدم التيقن فى تعيين موضع المكان x بالرمز Δx . كقياس تقريبى لعدم التيقن فى موضع المكان يمكننا أخذ طول الرتل الموجى : فإذا كان الرتل الموجى مكوناً من عدد n من الموجات الكاملة فإننا نحصل على

$$\Delta x \sim n\lambda = \frac{2\pi n}{p} \qquad (٥ أ)$$

حيث λ تمثل الطول الموجى . من الواضح الآن أن الطول الموجى يصبح أفضل تحديداً كلما ازداد عدد الذبذبات الكاملة فى الرتل الموجى . كقياس تقريبى لعدم التيقن النسبى فى الطول الموجى فإنه يمكننا أخذ المقدار

$$\frac{1}{n} \sim \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta p}{p} \qquad (٥ ب)$$

حيث Δp تمثل عدم التيقن فى كية التحرك . (بما أن $\lambda = 2\pi/p$ فينتج أن $\Delta\lambda/\lambda = \Delta p/p$) .

بدمج المعادلتين (٥ أ) مع (٥ ب) نحصل على علاقة رتبة العظم

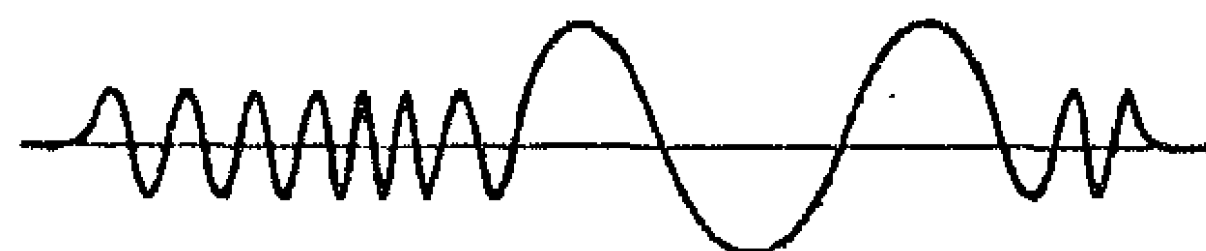
$$\Delta x\, \Delta p \sim 1 \qquad (٥ جـ)$$

لقد أسقطنا هنا العامل 2π ، وذلك لأننا نبغى فقط الحصول على تقدير لرتبة العظم . تعريفاتنا للكميات Δx و Δp ليست دقيقة ولكنها كيفية فقط لهذا فإن النتائج التى يتم التوصل إليها تكون أيضاً كيفية بالتبعية .

٦ – العلاقة (٥ جـ) هى الشكل الذى تأخذه علاقة عدم التيقن بالنسبة للنوعيات الخاصة من الموجات المبينة فى الأشكال ٥ أ ، ب ، جـ ، د . أما الشكل الذى تأخذه العلاقة العامة لعدم التيقن ، والذى ينطبق على جميع الموجات ، فإنه على هيئة متباينة . ولكى يقتنع القارىء بهذا فإننا نقدم نوعاً آخر من الموجات كالمبين فى الشكل ٦ أ . من الواضح أن عدم التيقن فى تحديد موضع المكان بالنسبة للموجة التى فى الشكل ٦ أ هو نفسه تقريباً بالنسبة للموجه الممثلة فى الشكل ٥ أ . أما عدم التيقن فى تحديد كية التحرك (أو الطول الموجى) يجب أن يكون أكبر بكثير بالنسبة للموجة الممثلة فى الشكل ٦ أ بالمقارنة بذلك الخاص بالموجة الممثلة فى الشكل ٥ أ . على ذلك فإن العلاقة الحقيقية لعدم التيقن يجب أن تكون على الشكل

$$\Delta x\, \Delta p \geq 1 \qquad (٦ أ)$$

سوف يلاحظ القارىء أن هذه هى علاقة عدم التيقن التى سبق تناولها بإيجاز شديد فى الفصل الأول .



شكل ٦ أ بالنسبة للرتل الموجى بعاليه فإن موضع المكان رديء التحديد مثل الوضع فى شكل ٥ أ . على الرغم من ذلك ، فإن كية التحرك ، هى أيضاً رديئة التحديد إلى درجة كبيرة ، وبالتأكيد أردأ جداً فى التحديد بالمقارنة بتلك فى شكل ٥ أ . يجب أن تكون علاقة عدم التيقن الصحيحة على هيئة متباينة : ومن الممكن تخيل أرتال موجية يكون عدم التيقن بالنسبة لها فى كل من كية التحرك وموضع المكان اختيارى الكبر .

٧ — دعنا نتدارس فيما يلي موجة فى فراغ ثلاثى الأبعاد . أول ذى بدء نلاحظ أن مناقشاتنا بالنسبة للموجة أحادية البعد تنطبق على كل اتجاه إحداثى على حده . وعلى ذلك ، إذا كان x_α و p_α $(\alpha = 1, 2, 3)$ يمثلان موضع المكان و كمية التحرك منسوبين إلى الأحداثيات الديكارتيه للجسيم ، فإننا نحصل على علاقات عدم التيقن الآتية

$$\Delta x_\alpha \, \Delta p_\alpha \geq 1, \qquad \alpha = 1, 2, 3 \tag{٧ أ}$$

من ناحية أخرى ، فإنه من الممكن تماماً أن تكون الموجة على درجة جيدة جدا من التركيز فى الفراغ ، مثلا ، فى اتجاه x_1 ، بينما تكون كمية تحرك الموجة على درجة عالية جداً من التحديد فى الاتجاه — 2 . ليتضح ذلك فإن القارىء يجب أن يتخيل حزمة موجية مركزة فى حيز صغير للغاية حول المحور — 2 ، فى نفس الوقت تكون على مدى انتشار كبير فى اتجاه هذا المحور . الأحداثى — x_1 للجسيم (يكافىء الحزمة الموجية) يكون بذلك معلوماً إلى درجة كبيرة جداً . من ناحية أخرى ، فإنه من الممكن أن يكون لدينا موجة دورية فى اتجاه المحور — x_2 وعلى مدى كبير فى اتجاه ، وهذا يعنى أن كمية التحرك p_2 يمكن أن تكون على درجة جيدة جداً من التحديد . وعلى ذلك فإن الدقة التى يمكن بها تحديد الأحداثى x_1 للجسيم لاتضع أية قيود على الدقة التى يمكن بها تحديد كمية التحرك p_2 ، ونحصل على العلاقات العامة

$$\Delta x_\alpha \, \Delta p_\beta \geqq 0, \qquad \text{for } \alpha \neq \beta \tag{٧ ب}$$

المتباينتان (٧ أ) ، (٧ ب) هما علاقات عدم التيقن لموجات (= جسيمات) فى الفراغ ثلاثى الأبعاد .

٨ — لمزيد من التعمق ، دعنا نتدارس مرة أخرى تمثيل موجة عامة على أنها تراكب لموجات مستوية :

$$\psi(\mathbf{x},0) = \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \exp\,(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}) \tag{٨ أ}$$

حيث

$$A(\mathbf{p}) = (2\pi)^{-3} \int_{(\infty)} d^3(\mathbf{x})\, \psi(\mathbf{x},0) \exp\,(-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}) \tag{٨ ب}$$

لقد تدارسنا هذا التمثيل فى البنود ٣٩ إلى ٤٤ من الفصل الخامس وكما ذكرنا هناك ، فإنها الحقيقة أن أياً من هاتين المعادلتين تعنى الأخرى .

لنفرض الآن أن الدالة $A(\mathbf{p})$ جيدة التمركز إلى حد كبير فى حيز كمية التحرك . هذا يعنى أن $A(\mathbf{p})$ كبيرة فقط فى المجاورة المباشرة لنقطة ما $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0$ ، ولكنها صغيرة فيما عدا ذلك . للسهولة يمكننا أن نفترض أن $A(\mathbf{p})$ تتلاشى خارج مجاورة صغيرة جداً حول $\mathbf{p}_0$. وإذا تأملنا التكامل الذى يعرف $\psi(\mathbf{x}, 0)$ فإننا نتوقع ، بديهياً ، أن الدالة الموجية $\psi(\mathbf{x}, 0)$ سوف لا تكون جيدة التمركز . سوف تبدو الدالة الموجية $\psi(\mathbf{x}, 0)$ تقريباً كموجة مستوية ، بكمية تحرك $\mathbf{p}_0$. لرؤية ذلك ، فإنه يجب على القارىء أن يفكر فى الحالة القصوى عندما تؤول المنطقة ، التى فيها $A(\mathbf{p})$ مختلفة عن الصفر ، إلى نقطة . (فى الوصول إلى هذا الحد يجب علينا زيادة السعة $A(\mathbf{p})$ فى نفس الوقت ، وألا يؤول التكامل الذى يعطى $\psi(\mathbf{x}, 0)$ إلى الصفر أيضاً) .

يتمنى المؤلف أن « يرى » القارىء أنه كلما ازداد تمركز الدالة $A(p)$ ، كلما أصبحت الدالة الموجية $\psi(x,0)$ أكثر انتشاراً . مع ذلك ، يوجد تماثل رائع بين المعادلتين (٨ أ) و (٨ ب) ، ويمكننا أيضاً أن نستخلص بأنه كلما ازداد تمركز الدالة $\psi(x,0)$ ، كلما ازداد بالتبعية انتشاراً الدالة $A(p)$ إذا كانت الدالة $\psi(x,0)$ مركزة جداً ، بمعنى أنها كبيرة فقط فى حيز صغير ما حول النقطة x_0 ، فهذا يعنى أن موضع مكان الجسيم جيد التحديد . وتبعاً لذلك فإن كمية التحرك تصبح إذن رديئة التحديد لأن مدى واسعاً من كميات التحرك سوف يساهم فى المفكوك (٨ أ) .

٩ — من الممكن وضع هذه الأفكار فى صورة دقيقة ، ويمكننا تبين العلاقة بين تمركز الدالة $A(p)$ وتمركز الدالة $\psi(x,0)$. النتيجة هى **علاقة عدم تيقن** : ترتبط الدقة التى يحدد بها موضع المكان عكسياً بالدقة التى تحدد بها كمية التحرك . وبما أننا قد وعدنا القارىء بألا نعتمد على نظرية التكامل الفوريرى فى هذا الكتاب ، فإننا سوف لانقدم استنتاجاً دقيقاً لعلاقات عدم التيقن+ . من المهم بالنسبة لنا أن نفهم كيفيا منشأ علاقات عدم التيقن . وكما رأينا ، فإن الفكرة بسيطة للغاية . إذا ما أريد تحديد موضع مكان الجسيم بدرجة جيدة جداً ، فإن الرتل الموجى ينبغى أن يكون قصيراً جداً . لكن هذا الشرط لايتفق مع شرط تحديد كمية التحرك بدرجة جيدة ، بمعنى أنه فى هذه الحالة يجب أن يشبه الرتل الموجى موجة جيبية على مدى يشتمل على عدد كبير من الدورات الكاملة . إذا ما تقبلنا الوصف الموجى للجسيمات فيجب علينا إذن أن نستخلص بأن موضع المكان وكمية التحرك لجسيم لايمكن تحديدهما **تزامنيا** بدرجة متناهية الدقة .

نذكر القارىء بمناقشتنا الموجزة فى البنود من ٢٠ إلى ٢٦ من الفصل الأول ، وذلك عن المعنى الفيزيائى لعلاقات عدم التيقن . والآن ، يجب أن يكون من الواضح تماماً أن هذه العلاقات لاتصف مجرد بعض « الاضطرابات » غير الملائمة ، والتى لايمكن تفاديها ، لحركة الكلاسيكية المنتظمة لجسيم كلاسيكى والتى تنشأ من أجهزتنا القياسية . فعلى العكس من ذلك ، فإن هذه العلاقات تقرر الحد الذى لايمكن تخطيه بالأفكار الكلاسيكية . وببساطة فإن الكلام عن موضع المكان **الدقيق** متزامناً مع كمية التحرك **الدقيقة** لايعطى أى مفهوم لجسيم (= حزمة موجية) ميكانيكى كمى .

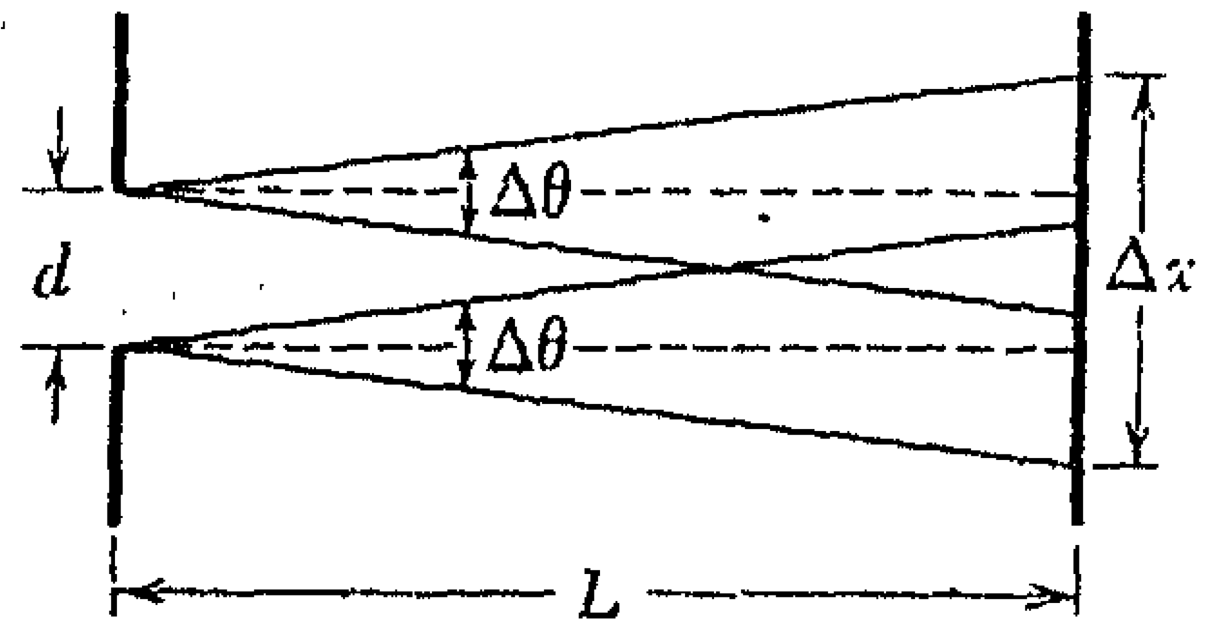
١٠ — ماهى الشروط التى يجب أن تتحقق بحيث يمكننا أعتبار الكترون وكأنه جسيم كلاسيكى ؛ مثلا « ككرة بلياردو مشحونة » ؟ هذه الشروط تشابه شروط انطباق علم البصريات الشعاعى . يجب أن تكون الأبعاد الطولية للجهاز الذى سيمر به الجسيم كبيرة بالمقارنة بالطول الموجى وإلا فإننا سوف نشاهد مظاهر حيود وهى صفة مميزة للموجات . دعنا نرمز لبعد طولى ما فى الجهاز بالرمز d ؛ مثلا ممكن أن تكون d قطرا لعدسة ، أو عرضاً لفتحة طولية ، ودعنا نرمز لطول دى بروجلى الموجى للجسيم بالرمز λ . لكى يكون الوصف الكلاسيكى للجسيم صحيحاً بدرجة كافية فيجب أن يتحقق الشرط بأن $d \gg \lambda$. وبما أن $\lambda = 2\pi/p$ فإننا يمكننا كتابة قاعدتنا هذه على الشكل

$$dp \gg 1 \qquad (\text{١٠ أ})$$

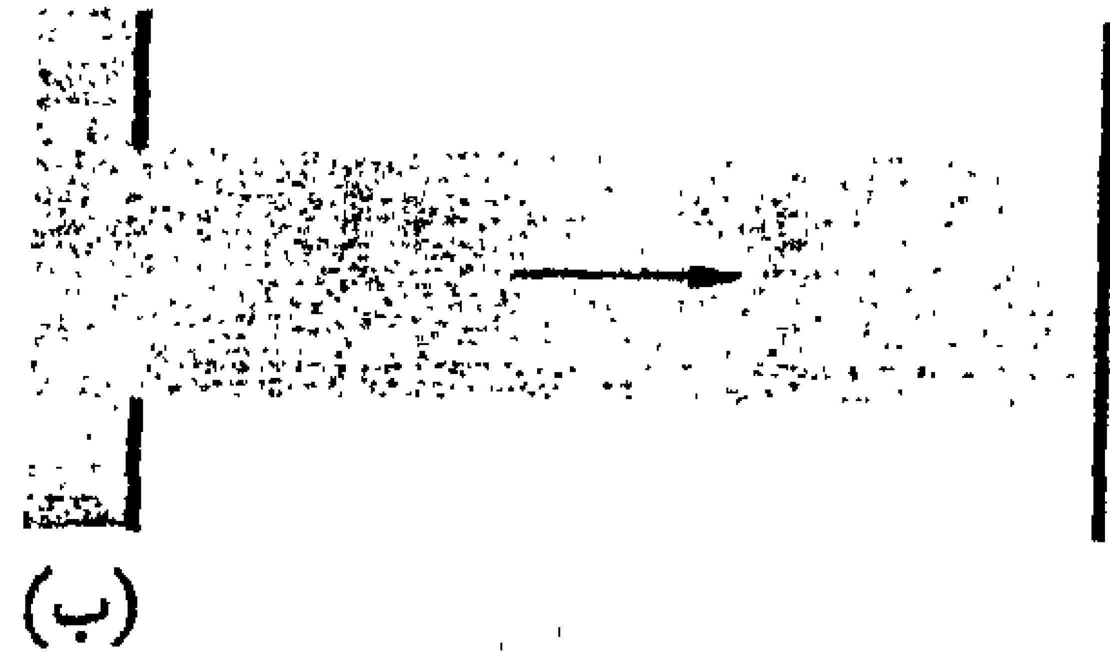
+ من أجل استنتاج معيارى لهذه العلاقات فإننا نحيل القارىء إلى L. I. Schiff, *Quantum Mechanics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968), 3rd edition, p. 60.

باستخدام نظام الوحدات cgs فإن هذه القاعدة تصبح $dp \gg \hbar$ ، وهذه هي نفس القاعدة التي تناولناها في البنود من ٢٠ إلى ٢٦ من الفصل الأول .

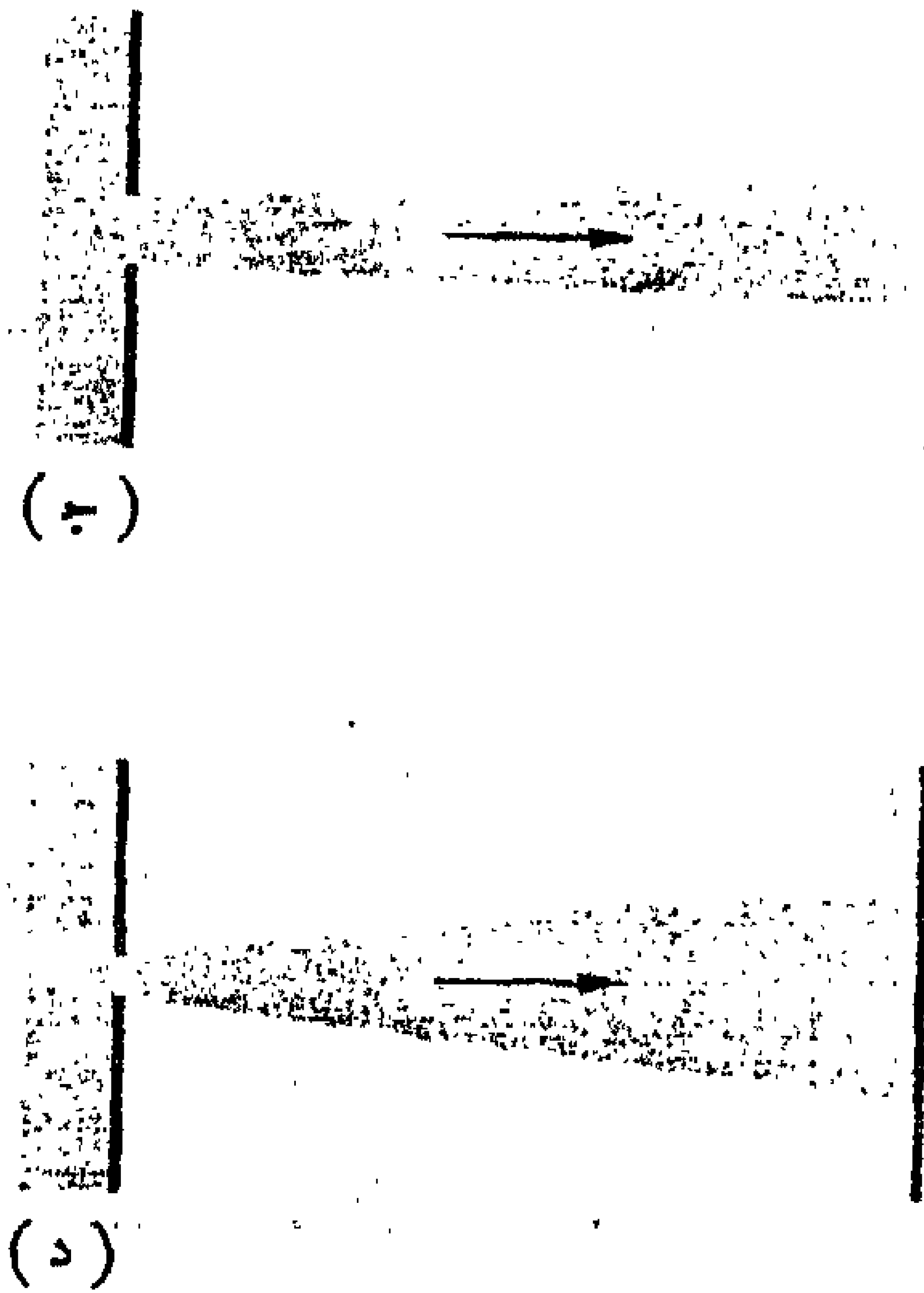
١١ – لكي نوضح مغزى علاقات عدم التيقن ، دعنا ندرس درجة الدقة التي يمكن بها تخصيص مسار كلاسيكي لإلكترون في حالة خاصة . هذه الحالة مبينة في الأشكال ١١ أ ، ب ، ج ، د . حزمة من الإلكترونات ، كل الكترون موصوف بموجة مستوية ، تسقط من جهة اليسار على حائل به فتحة طولية عرضها d . نرغب في اختيار d بحيث تكون البقعة الناشئة على الحائل الذي على اليمين ، نتيجة مرور الإلكترونات من خلال الفتحة الطولية بأقل اتساع ممكن . المسافة بين الحائلين هي L .



شكل (١١ أ): نحاول إنتاج حزمة ضيقة من الإلكترونات بتحديد حزمة عريضة ساقطة من اليسار بواسطة فتحة في الحائل الذي على اليسار . الحزمة تحيد عند الفتحة ، وعدم التيقن $\Delta\theta$ في الزاوية التي تترك عندها الألكترونات الفتحة تتناسب عكسياً مع عرض الفتحة d . حجم البقعة الناتجة على الحائل الذي على اليمين يعطى بـ $\Delta x \sim d + L\Delta\theta$.



(ب)



(ج)

(د)

الأشكال ١١ ب ، ج ، د : هذه الأشكال الثلاثة التخطيطية إلى درجة كبيرة توضح كيفية اعتماد عرض الحزمة على العرض لفتحة الدخول (لاحظ أن الطول الموجي للإلكترونات أقصر في الأشكال بعاليه بمقارنتها الشكل (١١ أ) . في (ب) يكون حجم البقعة على الحائل الذي على اليمين كبيراً لأن فتحة الدخول كبيرة . إذا ما جعلنا عرض الفتحة صغيراً جداً كما هو الحال في (د) ، فسوف تصبح البقعة على الحائل الذي على اليمين كبيرة بسبب تأثيرات الحيود . نحصل على أصغر بقعة بالاختيار $d \sim \sqrt{\lambda L}$ ، ويكون حجم البقعة في هذه الحالة بنفس حد الكبر . الشكل (ج) الغرض منه توضيح هذا الاختيار المثالي

نفترض أن كل الإلكترونات الساقطة على الفتحة الطولية لها نفس كمية التحرك p . إذا مر الكترون من خلال الفتحة فإن عدم التيقن فى موضع مكانه المستعرض يصبح d . وعلى ذلك ، فإن عدم التيقن Δp فى كمية التحرك المستعرضة للألكترون تعطى بالمعادلة

$$\Delta p \sim \frac{1}{d} \qquad (\text{١١ أ})$$

إذا افترضنا صغر Δp بالمقارنة مع p فإننا يمكننا إعادة صياغة (١١ أ) بدلالة عدم التيقن $\Delta\theta$ فى الزاوية θ (منسوبة إلى اتجاه السقوط) ، والتى يخرج بها الألكترون من الفتحة ، ونحصل على

$$\Delta\theta \sim \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{pd} \qquad (\text{١١ ب})$$

اعتبر Δx قياساً لأبعاد البقعة الناشئة على الحائل الذى على اليمين . مقدار Δx يحدده شيئان : أبعاد الفتحة فى الحائل الذى على اليسار ، وأيضاً انتشار الموجة نتيجة لحيودها عند الفتحة الطولية . (أنظر شكل ١١ أ) . على ذلك فإننا يمكننا كتابة

$$\Delta x \sim d + L\,\Delta\theta \sim d + \frac{L}{pd} \qquad (\text{١١ ج})$$

بما أن الطول الموجى λ يعطى بالعلاقة $\lambda = 2\pi/p$ ، فيمكننا إعادة صياغة (١١ ج) كالتالى

$$\Delta x \sim d + \frac{\lambda L}{d} \qquad (\text{١١ د})$$

حيث أسقطنا العامل 2π فى الحد الأخير من المعادلة . نهتم هنا فقط بتقدير حد الكبر ، وبما أن النتيجة النهائية ستصبح أكثر تناسقاً بدون العامل 2π فإننا نسقطه من اعتبارنا لهذه الأسباب .

نرى أنه إذا جعلنا d صغيرة جداً فإن الحد الثانى من (١١ د) يصبح كبيراً بسبب تأثيرات الحيود ، بينما يكون الحد كبيراً إذا ما كان عرض الفتحة الطولية d كبيراً . وبتطبيق بسيط لحساب التفاضل يمكن تعيين القيمة المثلى d_0 لعرض الفتحة الطولية d التى يصل عندها عدم التيقن Δx المقدار بالعلاقة (١١ د) إلى نهايته الصغرى $\Delta x_{\min}$ ، والنتيجة هى كالآتى :

$$d_0 = \sqrt{\lambda L}, \qquad \Delta x_{\min} = 2d_0 = 2\sqrt{\lambda L} \qquad (\text{١١ هـ})$$

فى الحالة المثلى تصبح أبعاد البقعة على الحائل الأيمن ضعف أبعاد الفتحة الطولية فى الحائل الأيسر . (يجب ألا تأخذ العامل 2 بروح النص : تذكر أننا نقدر هنا حد الكبر فقط ، وأننا أخذنا العامل $2\pi \sim 1$) . لنفترض أن $L = 1\text{ m}$ ، وأن الطاقة الألكترونات هى 150 eV . إذن فإن طولها الموجى 1 A ، والتقدير (١١ هـ) يقدر لنا أن أبعاد البقعة على الحائل الأيمن ستكون من حيث المبدأ على أدرجة من الصغر مساوية 0.02 mm . بذلك تكون « مسارات » الإلكترونات بين الحائلين ضيقة وجيدة التحديد من وجهة النظر العيانية .

١٢ – البحث المفصل فى الظروف التى يتبع عندها نظام فيزيائى قوانين الفيزياء الكلاسيكية هو بحث مشوق ولكنه ليس بالسهل . يفضل البعض ما يجب اتباعه كالتالى . أولا ، يجب أن تحل المسألة حلا ميكانيكياً كياً ، بعد ذلك نضع $\hbar = 0$ لنحصل على النهاية الكلاسيكية . هذه الفكرة ليست صحيحة . لايمكننا وضع $\hbar = 0$ حيث أننا نعلم أن $\hbar$ تساوى واحدا فى الحقيقة (وذلك بالاختيار المناسب للوحدات) . المشكلة الحقيقية هى أن نبين كيف يتأتى لنظام يتبع قوانين ميكانيكا الكم ، كما هو حال كل الأنظمة الفيزيائية ، بأن يبدو تابعاً لقوانين الفيزياء الكلاسيكية ، بمعنى تبعيته لهذه القوانين إلى درجة كبيرة من الدقة . فى دراسة هذه المشكلة فإنها لفكرة جيدة بأن نستخدم الوحدات التى تجعل $\hbar = 1$ ، كما فعلنا فى مثالنا ، ذلك لأنه فى هذه الحالة نصبح مضطرين إلى مواجهة المشكلة الحقيقية .

إن مشكلة كيفية تأتى النهاية الكلاسيكية لها من الأوجه الكثير ، وإنه لمن الصعوبة بمكان إعطاء وصف تفصيلى لذلك فى عبارة واحدة إذا ماتفهمنا النهاية الكلاسيكية على أنها النظرية الكلاسيكية لديناميكا الجسيمات ، فإن أحد الشروط هو أنه يجب أن يكون التنظيم بحيث لاتظهر مظاهر الحيود ، ولقد درسنا هذه النقطة فى البند السابق . إذا ما أريد لباقة موجية بأن تبقى متمركزة بدرجة جيدة ، وبأن يكون لها مسار جيد التحديد والذى يمكن اعتباره كمسار لجسيم ، فإن الأبعاد الطولية للفتحات التى تحدد المسار يجب أن تكون كبيرة بالمقارنة بطول دى برولى الموجى . ومع ذلك ، فإن الديناميكا الكلاسيكية ليست « النهاية الكلاسيكية » الوحيدة . ومن المرغوب فيه أيضاً أن نصل إلى الشروط الواجب توافرها بحيث تكون النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية سارية المفعول . فى هذه الحالة لا يكون الشرط هو عدم ملاحظة مظاهر الحيود ، ولكن الشرط هو ألا تتصرف الفوتونات الفردية وكأنها جسيمات .

سوف لانتابع مشكلة النهاية الكلاسيكية أكثر من ذلك . فى الوقت الحالى تكتفى بمفهومنا الكيفى المرتجل للنهاية الكلاسيكية . ويجب أن يعتمد القارىء على نفسه فى التفكير فى مثل هذه المسائل . وكما تبين مناقشتنا فإن مانعنيه « بالنهاية الكلاسيكية » يعتمد على النظام الذرى تحت الدراسة ، وهذه نقطة هامة ينبغى إدراكها .

١٣ – كمثال آخر للمجالات التى تحوى علاقة عدم التيقن ، دعنا نحاول تقدير طاقة الترابط لذرة الهيدروجين على أساس من هذه العلاقة ، وذلك ما وعدنا القيام به بالبند ٢٦ من الفصل الثانى . فى هذه المناقشة نريد استخدام نظام – cgs للوحدات والذى تأخذ فيه علاقة عدم التيقن (٦ أ) الشكل الآتى :

$$\Delta x \, \Delta p \gtrsim \hbar \qquad (١٣ أ)$$

للقيام بهذا التقدير نفترض أن العلاقة الكلاسيكية

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} \qquad (١٣ ب)$$

للطاقة الكلية لإلكترون فى المجال الكهرستاتيكى للبروتون سوف تستمر ذات معنى فى ميكانيكا الكم . المتغير p إذن يرمز إلى كمية التحرك لموجة الإلكترون ، أما المتغير r فإنه يرمز إلى نوع ما من « إحداثيات موضع المكان » للموجة .

الحد الأول فى العلاقة (١٢ ب) موجب القيمة ، أما الحد الثانى فهو سالب القيمة . طاقة الحالة الأرضية هى أقل طاقة ممكنة للنظام ، ونعلم بأنها يجب أن تكون سالبة القيمة ، وإلا فسوف لايكون هناك ترابط . كلاسيكياً يمكننا جعل طاقة الترابط على أى درجة نبغيها من الكبر وذلك باختيار مدار للألكترون ذى نصف قطر صغير جداً . يصبح عدم التيقن فى موضع المكان صغير لمثل هذه الحالة الحركية ، وإذا ماحاولنا التعامل بروح ميكانيكا الكم ، فإننا نستخلص من علاقات عدم التيقن بأن عدم التيقن فى كمية التحرك يكون كبيراً بالضرورة ، وذلك يعنى بأن الكمية $p^2/2m$ من الضرورى أن تكون كبيرة . بمعنى آخر . إذا ماحاولنا أن نجعل طاقة الوضع كبيرة (وسالبة) بجعل r صغيرة ، فإن طاقة الحركة تصبح كبيرة ، وهذا يمكن أن يقودنا إلى طاقة كلية كبيرة إذا ما « تفوق » حد طاقة الحركة . من ناحية أخرى ، إذا ماحاولنا جعل طاقة الحركة صغيرة بأخذ قيمة صغيرة لكمية التحرك p ، فإن r سوف ينبغى لها أن تكون كبيرة ، وفى هذه الحالة تكون طاقة الوضع السالبة صغيرة . يمكننا التصور جيداً ، بأنه سوف تكون هناك قيمة مثلى لنصف القطر تأخذ عندها الطاقة الكلية أقل قيمة لها .

١٤ – لكى نتبين كيف يؤدى هذا « التوازن » بين طاقتى الحركة والوضع إلى الترابط فسوف نقوم بالتقريب المرتجل التالى . سوف نقوم بإحلال r محل عدم التيقن فى موضع المكان وإحلال كمية التحرك p محل عدم التيقن فى كمية التحرك ، وسوف نعيد كتابة علاقة عدم التيقن كالتالى

$$rp \sim \hbar \qquad (\text{١٤ أ})$$

أو ، للتحديد دعنا نفترض أن

$$rp = \hbar \qquad (\text{١٤ ب})$$

دعنا الآن نستخدم العلاقة (١٤ ب) لحذف r من العلاقة (١٣ ب) للطاقة الكلية E . نحصل على

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 p}{\hbar} \qquad (\text{١٤ جـ})$$

كدالة لكمية التحرك p فإن الطاقة الكلية E سيكون لها نهاية صغرى عند نقطة $p = p_0$ ، ويمكن إيجاد p_0 بمساواة نتيجة تفاضل E بالنسبة للمتغير p بالصفر ، أى

$$\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_{p=p_0} = \frac{p_0}{m} - \frac{e^2}{\hbar} = 0 \qquad (\text{١٤ د})$$

بالحل من أجل p_0 ، وبتعريف $r_0 = \hbar/p_0$ ، فإننا إذن نحصل على

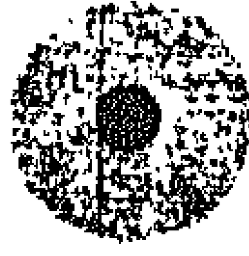
$$p_0 = \frac{e^2 m}{\hbar}, \qquad r_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m} \qquad (\text{١٤ هـ})$$

وأيضاً

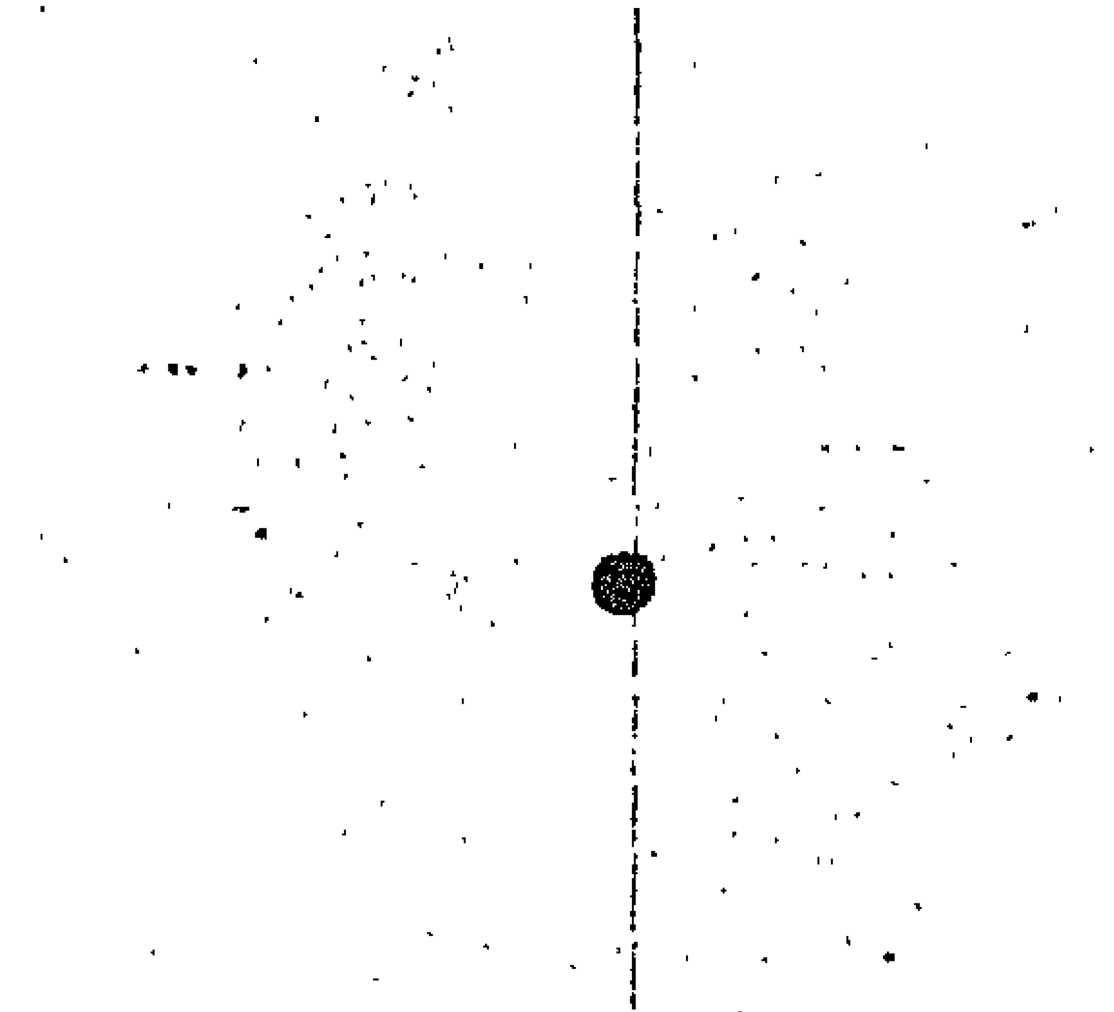
$$E = \frac{{p_0}^2}{2m} - \frac{e^2 p_0}{\hbar} = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2} = -R_\infty \qquad (\text{١٤ و})$$

بمقارنة هذه النتائج بالنتائج التى حصلنا عليها فى البند ٢٣ من الباب الثانى ، نجد أن الطاقة E المعطاة بالمعادلة (١٤ و) صحيحة تماماً . و « نصف القطر » r_0 المعطى بالمعادلة (١٤ هـ) هو أيضاً (صحيح) ، وهو عبارة عن نصف قطر بوهر $r_0 = a_0 = 0.53 \times 10^{-8}$ cm. .

١٥ – من المؤكد أنها « مصادفة » بأن تصل بنا مجادلتنا الأولية إلى طاقة الترابط الصحيحة . بالرغم من ذلك ، فإن حصولنا على طاقة الترابط الصحيحة من عدمه ليس بالأمر الهام . ولكن الأمر الهام هو أننا قد توصلنا إلى رتبة العظم الصحيحة لكل من طاقة الترابط وأبعاد الذرة ، وأننا قد استوعبنا أسباب عدم فناء الذرة على أساس النظرية الموجية . ينشأ التركيب الذرى عن عملية توازن . طاقة الحالة الأرضية هى أقل طاقة يمكن أن توجد فيها الذرة وهذه الطاقة هى مجموع حدين مختلفين فى الإشارة الجبرية . إذا ما حاولنا أن نجعل الحد السالب ، طاقة الوضع كبيراً وذلك بتركيز موجة الألكترون فى حيز صغير جداً حول النواة ، فسوف ينتج عن ذلك أن يصبح حد طاقة الحركة كبيراً وذلك لأن الموجات سوف تحمل كمية تحرك كبيرة . من جهة أخرى فإننا يجب ألا ننشر الموجات إلى درجة كبيرة ، وإلا فإن حد طاقة الوضع سيصبح غير معنوى . والحالة الأرضية هى تجسيد « لأفضل » توازن ممكن . هذه الاعتبارات ممثلة تخطيطياً فى الشكلين ١٥ أ ، ب .



شكل ١٥ أ إذا ما حدد الألكترون فى حيز صغير جداً حول النواة فإن عدم التيقن فى موضع مكانه سيكون صغيراً . فى هذه الحالة إذن يجب أن يكون عدم التيقن فى كمية تحركه كبيراً ، وهذا يعنى أن طاقة حركته يجب أن تكون كبيرة أيضاً . وبالطبع فإن طاقة وضعه تكون سالبة وكبيرة فى المقدار .



شكل ١٥ ب إذا ما أردنا بأن تكون طاقة الحركة صغيرة جداً فيجب أن نسمح بحيز كاف للألكترون : عدم التيقن فى موضع مكانه يجب أن يكون كبيراً . إذن يكون متوسط بعده عن النواة كبيراً ، ويكون مقدار مقدار طاقة وضعه صغيراً .

تنتج الحالة الأرضية عن تراض تتبوأ فيه الطاقة الكلية أصغر قيمة ممكنة لها بما لا يتعارض مع مبدأ عدم التيقن .

تبين مناقشاتنا أيضاً أن فكرة المدارات الكلاسيكية فى الذرة لاتتفق تماماً مع الصورة الموجية . فى البند السابق توصلنا إلى أن عدم التيقن فى موضع مكان الكترون ذرة الهيدروجين يجب أن يكون فى نفس رتبة عظم نصف قطر بوهر a_0 . ينطبق هذا التقدير بوضوح على إحداثيات ،وضع المكان فى كل اتجاه ، وتحت هذه الظروف فإن الكلام عن مدار دائرى بنصف قطر a_0 يصبح عديم المعنى .

١٦ – دعنا فيما يلى نستخدم علاقة عدم التيقن فى الحصول على تقدير مبدئى لشدة القوة النووية . نعتبر نوية (بروتون أو نيوترون) محصورة فى نواة فى حدود كرة بنصف قطر $r = 1.2 \times 10^{-13}$ cm تقريباً . تدلنا علاقة عدم التيقن إذن بأن كمية التحرك يجب أن تكون على الأقل فى رتبة عظم $p \sim \hbar/r_0$ ، وبذلك فإن الطاقة الحركية للنوية سوف تكون فى رتبة العظم

$$E_{\text{kin}} \sim \frac{1}{2M_p}\left(\frac{\hbar}{r_0}\right)^2 \sim 10 \text{ MeV} \qquad (\text{١٦ أ})$$

بما أن النوية مقيدة فى النواة فإن طاقة الوضع المتوسطة ، والتى يرمز لها بالرمز $\langle U \rangle$ ، يجب أن تكون سالبة وأكبر مقداراً من الطاقة الحركية ، ونستخلص أن :

$$-\langle U \rangle \gtrsim 10 \text{ MeV} \qquad (\text{١٦ ب})$$

هذا تقدير مبدئى جدا ، لكنه يعطى فكرة عن رتبة عظم المقدار تحت البحث .

١٧ – نلاحظ أن نفس نوع المعالجة يمكن استخدامه لدحض الفكرة القائلة بأن الأنوية تتركب من بروتونات والكترونات . إذا نظرنا إلى المعادلة (١٦ أ) فإننا نلاحظ أن طاقة الحركة تتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسيم . ونستخلص من ذلك بأن طاقة الوضع المتوسطة للألكترون تصبح أكبر من تقدير المعادلة (١٦ ب) بحوالى ٢٠٠٠ مرة ، وهذا لايتفق قطعياً والدلائل العملية بأن التفاعلات السائدة للإلكترونات ذات طبيعة كهرمغناطيسية .

١٨ – يمكننا تقرير علاقة عدم تيقن تجمع الزمن مع التردد ومتناسقة تماماً مع علاقة عدم التيقن لموضع المكان مع كمية التحرك . لتدع $f(t)$ تمثل السعة (المركبة) لعملية فيزيائية ما . على سبيل المثال ، من الممكن أن تمثل $f(t)$ السعة كدالة للزمن t لموجة كهرمغناطيسية عند موضع مكان محدد فى الفراغ . إذا كانت هذه الموجة قد انبعثت من ذرة فإنها ستكون رتلا موجياً ذا طول محــدد ، وسوف تتناهى السعة إلى الصفر مع تناهى الزمن t إلى $\infty +$ أو $\infty -$. ومن الممكن اعتبار هذه الموجة كتراكيب لموجات أحادية التردد ، وتحليل الموجة إلى مركباتها أحادية التردد يعبر عنه بواسطة تكامل فورير

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, g(\omega)\, e^{-i\omega t} \qquad (\text{١٨ أ})$$

حيث تعطى الدالة $g(\omega)$ بالعلاقة

$$g(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, f(t)\, e^{i\omega t} \qquad (\text{١٨ ب})$$

وكما ذكرنا فى الفصل الخامس فإنها لنظرية بأن كلا من التكاملين يعنى الآخر ، وذلك لفئة كبيرة الدوال $f(t)$ أو $g(\omega)$ حسنة التصرف . وعلى ذلك فإن هذه النظرية تسمح لنا بتحليل عملية مطلقة معتمدة على الزمن بدلالة مركباتها التوافقية .

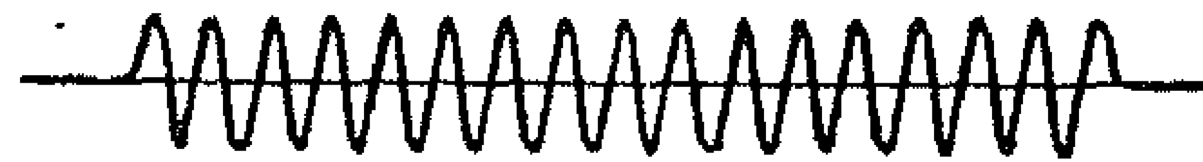
إذا كانت الدالة $g(\omega)$ فى (١٨ أ) كبيرة فقط فى المجاورة المباشرة لنقطة $\omega = \omega_0$ فإننا يمكننا القول بأن التردد على درجة كبيرة من التحديد وفى هذه الحالة تمثل الدالة $f(t)$ عملية أحادية الطول الموجى تقريباً . ولفترة كبيرة من الزمن تكون السعة تقريباً على شكل $f(t) = A\,e^{-i\omega_0 t}$. ومن جانب آخر ، إذا كانت السعة $f(t)$ كبيرة فقط لفترة وجيزة من الوقت حول الزمن $t = t_0$ ، تماثل الحالة عندما تمثل $f(t)$ نبضة حادة ، فسوف يصبح التردد فى هذه الحالة رديئاً جدا فى التحديد وتكون الدالة $g(\omega)$ ، المعطاة بالمعادلة (١٨ ب) ، ذات قيمة محسوسة على مدى فترة كبيرة من التردد . خلاصة ماسبق هو أن التردد الخاص بعملية ما والزمن الذى تحدث فيه هذه العملية لايمكن تحديدهما تزامنياً بدقة اختيارية . عدم التيقن $\Delta\omega$ فى التردد ، وعدم التيقن Δt فى الزمن الذى تحدث عنده العملية ، تحكمهما علاقة عدم التيقن .

$$\Delta\omega\,\Delta t \gtrsim 1 \qquad (\text{١٨ جـ})$$

١ – (أ)

الزمن ردىء التحديد

التردد جيد جداً فى التحديد



٣ – (ب)

الزمن أفضل فى التحديد

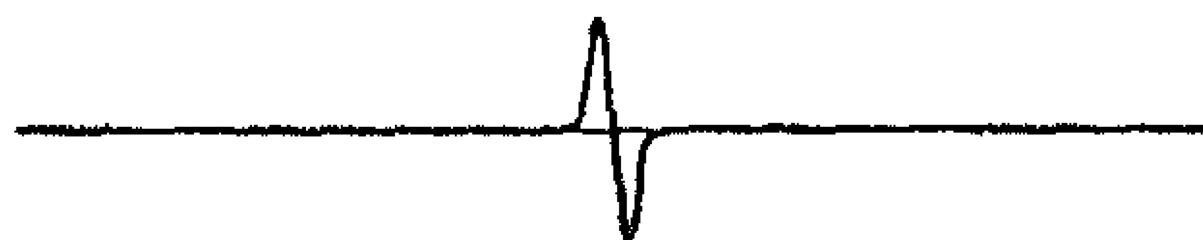
التردد أقل جودة فى التحديد



٥ – (جـ)

الزمن جيد التحديد

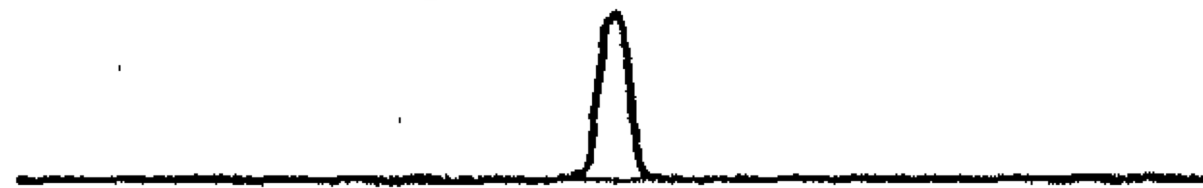
التردد ردىء جداً فى التحديد



٧ – (د)

الزمن جيد جداً فى التحديد

التردد ردىء جداً فى التحديد



الأشكال ١٨ أ ، ب ، جـ ، د : لتوضيح علاقة عدم التيقن بين الزمن والتردد . هذه الأشكال مماثلة للأشكال ٥ أ ، ب ، جـ ، د ، فيما عدا المصطلحات المستعملة .

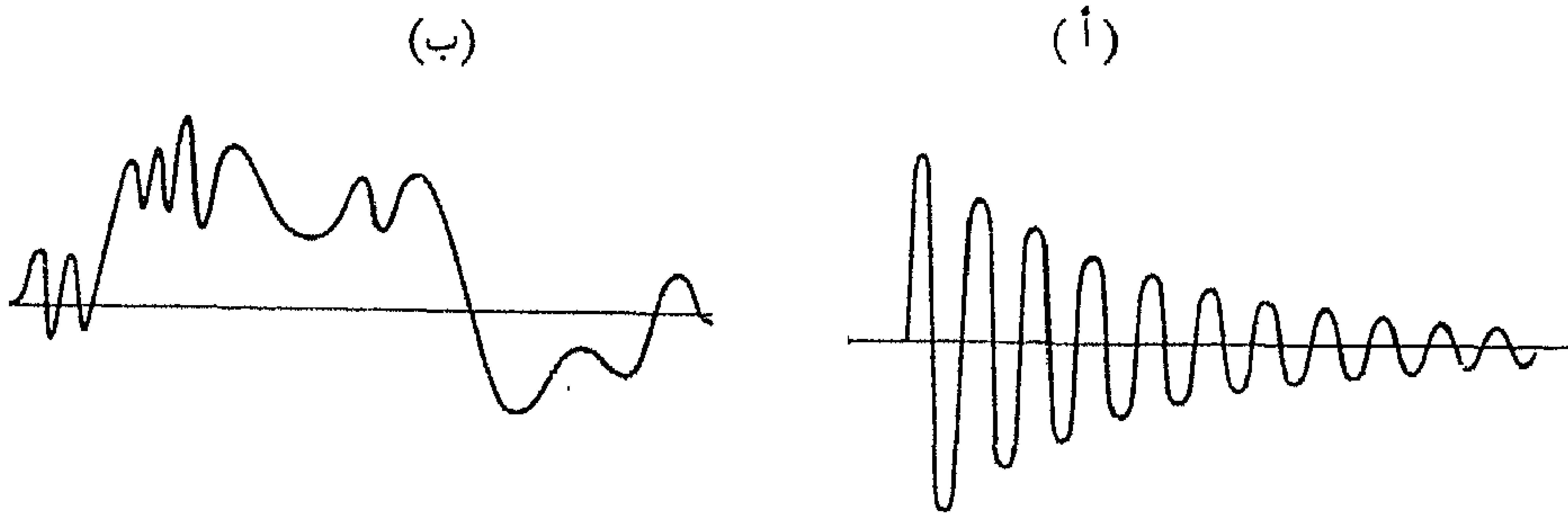
ومن الواضح أن الفكر الذى يؤدى إلى علاقة عدم التيقن هذه يطابق تماماً ذلك الذى أدى إلى علاقة عدم التيقن التى تجمع بين موضع المكان وكمية التحرك . ولقد بينا أفكارنا فى الأشكال ١٨ أ ، ب ، جـ ، د.

١٩ – سوف يسترجع القارىء أننا قد ناقشنا فى البنود ٢٠ إلى ٢٣ من الفصل الثالث العلاقة بين متوسط زمن الحياة τ لحالة مثارة والعرض المحدد ΔE لمستوى الطاقة الذى تمثله هذه الحالة . واستخلصنا أن العرض يتناسب تناسباً عكسياً مع متوسط زمن الحياة . دعنا الآن ننظر إلى هذه العلاقة فى ضوء علاقة عدم التيقن بين الزمن والتردد .

نفترض أن النظام ينتقل من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية بانبعاث كم ضوئى (فوتون) . عدم التيقن فى تردد الفوتون سيكون إذن . $\Delta\omega = \Delta E/\hbar$ ، ذلك إذا ماكانت الكميةΔE هى عرض المستوى المثار . إن أمد عملية الانبعاث من رتبة عظم متوسط زمن الحياة τ ، وعلى ذلك فإن عدم التيقن فى الزمن الذى تحدث عنده عملية الانبعاث تكون من نفس رتبة عظم τ . على ضوء (١٨ جـ) يمكننا إذن كتابة

$$\tau\,\Delta\omega \sim 1 \quad \text{or} \quad \tau\,\Delta E \sim \hbar \tag{١٩ أ}$$

لقد كتبنا متساوية تقريبية بدلا من متباينة ، نتعامل هنا مع ذبذبة توافقية متضائلة أسياً ، كما هو مبين فى الشكل ١٩ أ . من الواضح أن سعة هذه العملية على علاقة بالسعة المبينة فى الشكل ١٨ أ ، والتى يأخذ بالنسبة لها مضروب عدم التيقنات نهايته الصغرى ، أكثر من السعة المبينة فى الشكل ١٨ ب ، والذى يحدد له كل من الزمن والتردد تحديداً قاصراً إلى درجة كبيرة .

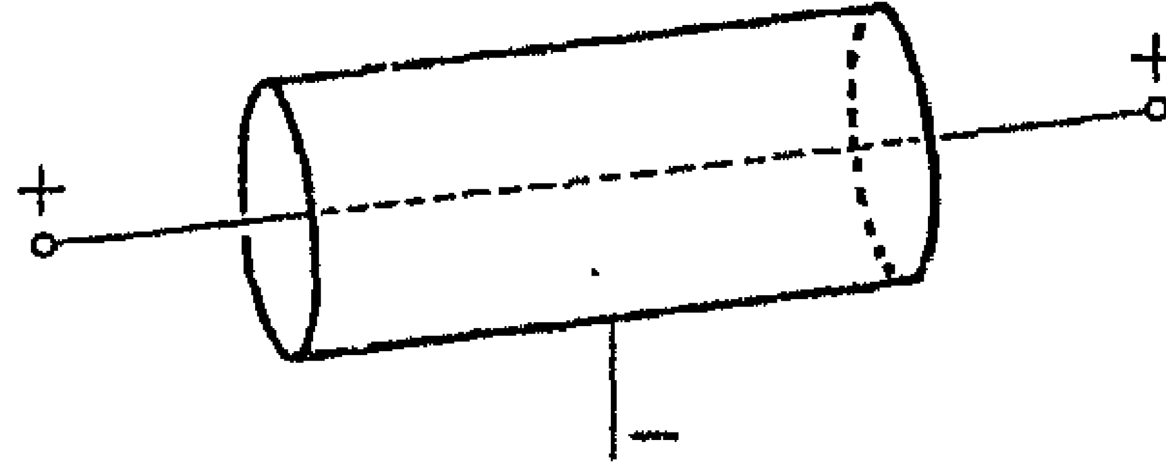


الأشكال ١٩ أ ، ب : موضح بأعلاه ذبذبة توافقية متضائلة أسياً . من الواضح بديهياً أن التردد أفضل كثيراً فى التحديد بالنسبة لهذه العملية عنه بالنسبة للعملية « غير المنتظمة » المبينة بالمنحنى فى شكل ١٩ ب بأسفله . بالنسبة للمنحنى العلوى يبدو معقولا أن نخمن بأن التباين فى علاقة عدم التيقن يكون متساوية تقريبية .

العلاقات (١٩ أ) هى نفس العلاقات التى استنتجناها فى البنود من ٢٠ إلى ٢٣ من الفصل الثالث ، فيما بدا فى حينه وكأنه اتجاه فكر مختلف . أما إذا ما أمعن القارىء الفكر فى هذا الموضوع فإنه سيلاحظ أن الأفكار الأساسية للاستنتاجين ليست حقيقة على درجة كبيرة من الاختلاف . مناقشتنا فى الفصل الثالث يمكن تصنيفها على أنها « تحليل فوريرى متنكر » .

٢٠ – سوف نناقش فيما تبقى من هذا الفصل عملية القياس فى الفيزياء . سنقوم بذلك عن طريق تحليل بعض الأوضاع الفيزيائية البسيطة بدلالة ماتعلمه الآن . هدفنا هنا هو الحصول على أنماط فكر ميكانيكية كية ، وليس محاوله لصياغة نظرية كاملة للقياسات . والقياسات الفيزيائية ذات طبيعة على درجة كبيرة من التنوع ، ولا يمكن أن تظهر مناقشة قصيرة مثل هذا التنوع الكبير . إذا ما أردنا تفهم نتائج نظرية ما ، فإنه من الطبيعى أن نتدبر الظروف العملية المثالية التى تبرز عن طريقها بكل وضوح مستطاع نتائج الظاهرة التى تعنينا ، وبغض النظر وقتياً هنا عن كل المصاعب التقنية العملية التى تواجهنافى الحقيقة . وعلى ذلك فإن كل مناقشاتنا النظرية للقياسات تبعد كثيراً عن كونها صورة حقيقية لما يجرى فعلا فى المختبر .

٢١ – من الملائم أحياناً التفكير فى العملية القياسية كما لو كانت مكونة من مرحلتين : مرحلة تحضير للنظام الذى تحت الدراسة ، يتبعها مرحلة القياس الفعلى . ولا شك أن هذا وصف تخطيطى حيث أنه فى الكثير من الأحيان لايوجد هذا التميز الحاد بين التحضير والقياس : بعض من العملية القياسية يمكن اعتباره وكأنه جزء من التحضير ، والعكس صحيح .



صورة تخطيطية جداً لعداد جيجر – مولر (Geiger - Muller counter). يتركب الجهاز من قطبين بداخل غلاف يحتوى على غاز مناسب . فى الشكل القطب الموجب على هيئة سلك رفيع ، والقطب السالب عبارة عن اسطوانة ترتكز حول السلك . يكون فرق الجهد بين القطبين حوالى 1000 فولت . جسيم سريع ذو شحنة مخترقاً للفراغ بين الجهد بين القطبين سوف يؤين جزيئات الغاز على مدى مساره . سوف تعجل الأيونات والألكترونات الناتجة فى اتجاه القطبين ، وإذا ما كان فرق الجهد عالياً بدرجة كافية ، فسوف يحدث تأيين ثانوى إلى الدرجة التى ينتج عنها سيل من الألكترونات . يمكن تكبير وتسجيل نبضة التيار الناتجة ، ويمكن إذن أن يعد الجهاز جسيمات مشحونة فردية . بالطبع ، فإنه من الضرورى أن تؤخذ الاحتياطات بحيث « يخمد » التفريغ بعد كل نبضة . هذا يمكن تحقيقه إما ألكترونياً من خلال دائرة إضافية تخفض لحظياً فرق الجهد بعد كل نبضة ، أو باستخدام غاز يملأ بحيث يخمد التفريغ ذاتيـاً . أنابيب من النوع الأخير تسمى ذاتية – الإخماد .

التحليل بدلالة المرحلتين ملائم على وجه الخصوص عند تعرضنا لتجارب الاستطارة حيث يتم دراسة التفاعل التبادلى بين جسيم من حزمة ساقطة وجسيم آخر فى هدف . مرحلة التحضير فى هذه الحالة تشتمل على أعداد

ووضع الهدف بالإضافة إلى إنتاج حزمة من الجسيمات من معجل ما . أما مرحلة القياس فإنها تشتمل على ملاحظة الجسيمات التى تخرج من الحيز الذى يحدث فيه التفاعل التبادلى . التجارب التى تستخدم فيها حزمة من الأشعة الضوئية تنتمى إلى هذه الفئة . يتم إعداد الفوتونات فى المصدر ، الذى يمكن أن يكون نوعاً ما من « المصابيح » بالإضافة إلى نظام من العدسات ، المستقطبات ، المنشورات ، الفتحات الضوئية ، الخ . تتم عملية القياس فى حيز ما منفصل انفصالا فيزيائياً عن المصدر : ومن الممكن أن تتكون معدات القياس من مضاعف ضوئى الكترونى بمصاحبة أجهزة ضوئية أخرى .

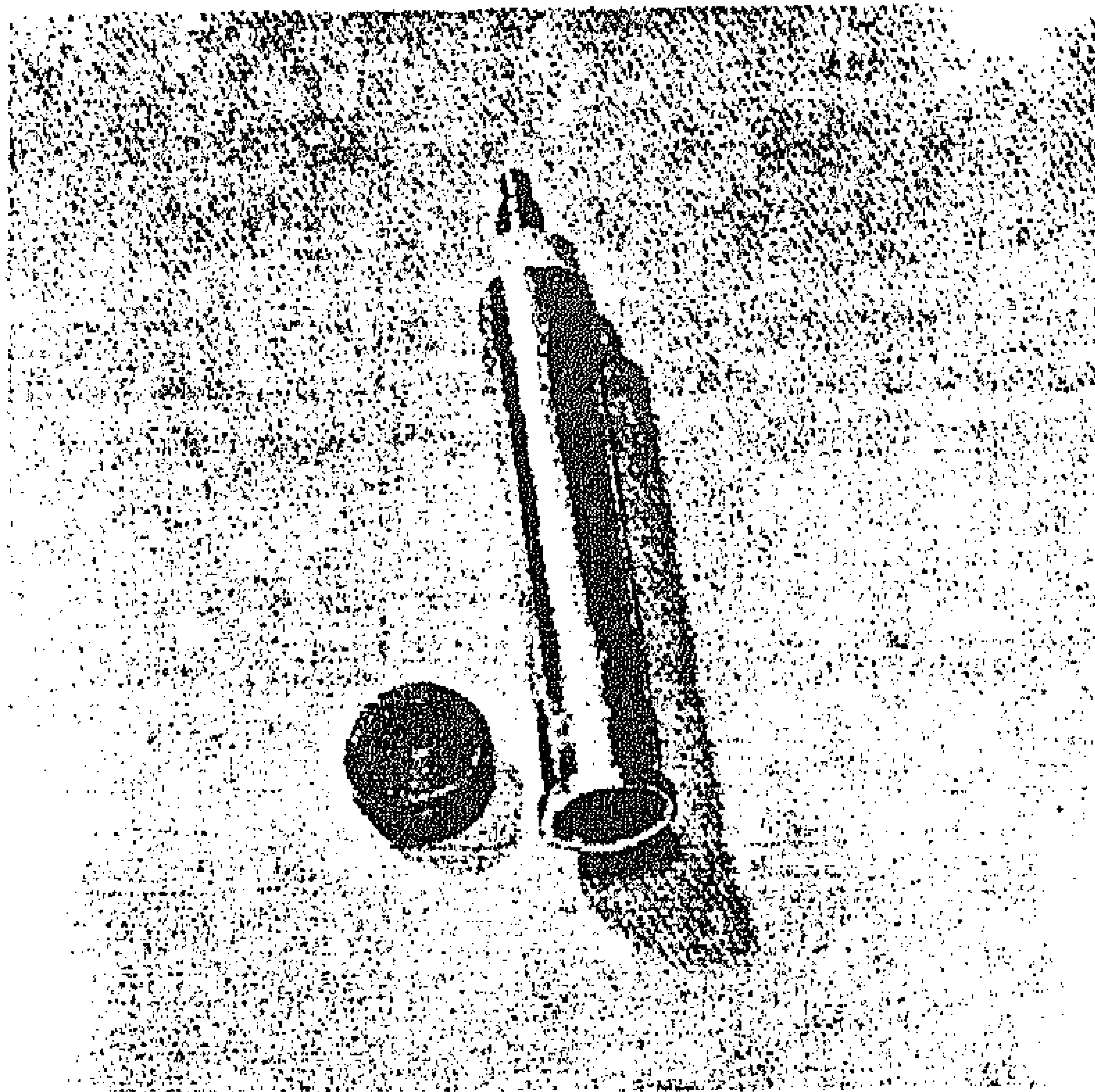
٢٢ – إنها لصفة مميزة للقياسات فى الفيزياء المجهرية (microphysics) بأن تكرر القياسات عدداً كبيراً من المرات ، مع تحضير النظام بنفس الطريقة دائماً . وبيانات النتائج تكون نمطياً ذات طبيعة إحصائية : نقول أنه من N فوتونات ساقطة فى المتوسط N' منها تم تسجيلها بواسطة مضاعف ضوئى الكترونى معين . تتعلق **التجربة المفردة** ، أو **القياس المفرد** ، بفوتون واحد ، ولكن تقريرنا النهائى يحتوى على متوسطات إحصائية لعدد كبير من التجارب المفردة المماثلة .

من الواضح الآن أن تجربتين منفردتين تكونان غير متماثلتين من حيث المبدأ لأنهما أجريا عند زمنين مختلفين. بالرغم من ذلك ، فإننا نعتقد أن قوانين الطبيعة لايعتريها التغيير تحت ظروف الإزاحة الزمنية ، وعلى ذلك فإن الوقت الذى يتم عنده إجراء التجربة يصبح غير ذى موضوع . لهذا السبب فإن منسلسلة من التجارب المنفردة المعادة يمكن اعتبارها كمجموعة من التجارب المتماثلة ضمن المفهوم بأن تحضير النظام كان متماثلا فى كل تجربة أساسية .

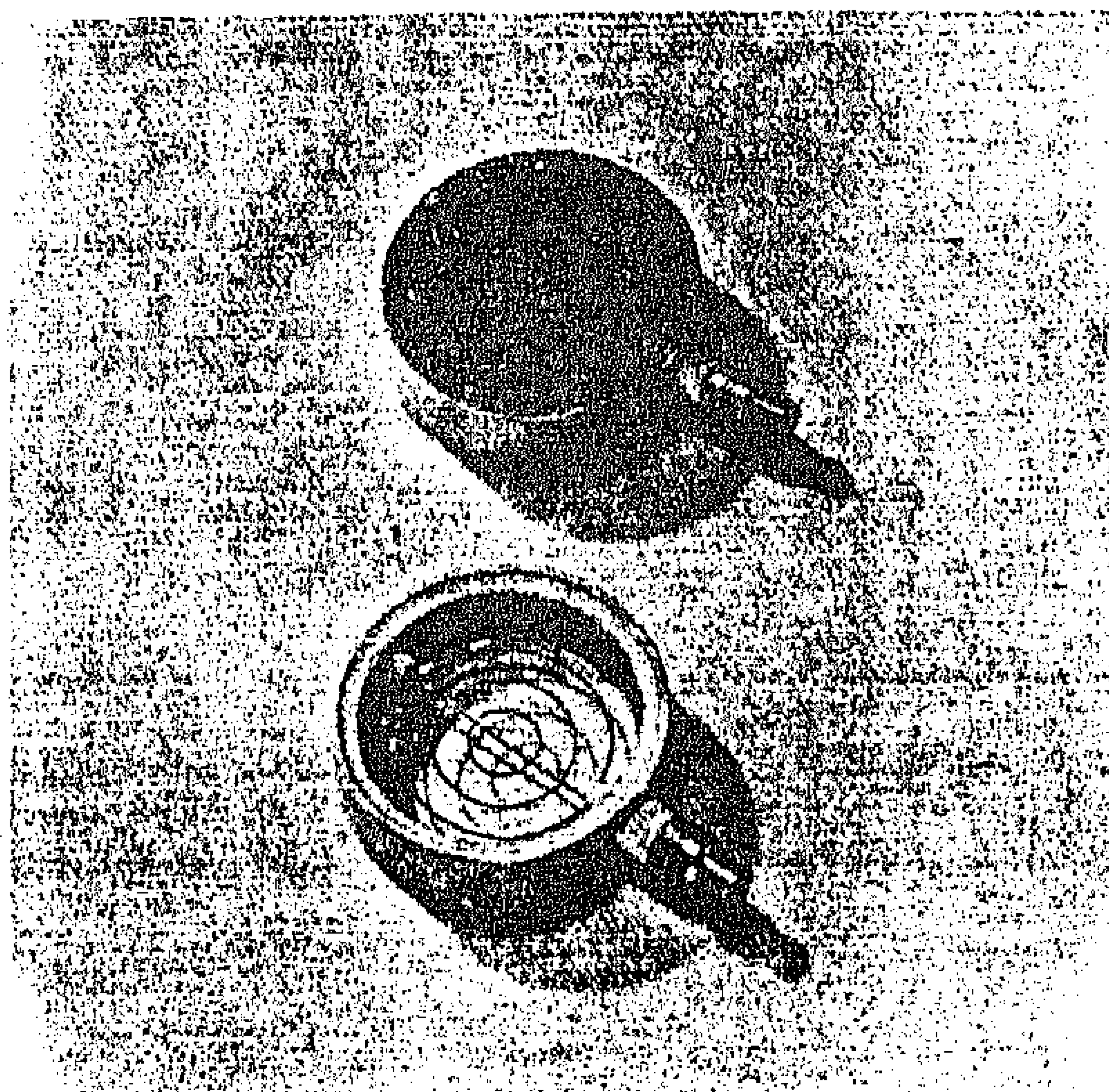
٢٣ – تتكون الحزمة من عدد كبير جداً من الجسيمات ، لكن إذا ما كانت شدة الحزمة بدرجة كافية من الصغر فإن كل استطارة فردية سوف تختص بجسيم واحد فقط من الحزمة . ودائماً مايسود هذا الوضع فى تجارب الاستطارة للجسيمات المادية ، بالإضافة إلى معظم تجارب حزم الفوتونات . يمكنناالقول بأن الحزمة هى **حزمة جسيم واحد** . وإجراء التجارب باستخدام حزمة هى الطريقة العملية لتكرار تجربة أساسية مفردة (التى تشتمل على جسيم واحد عند ذات الوقت) لعدد كبير من المرات .

فى تجربة من تجارب الاستطارة يمكن أن يكون الهدف عبارة عن شريحة أو صفيحة رقيقة من مادة صلبة ، أو من الممكن أن يكون عبارة عن حاوية مملوءة بغاز أو سائل . إذا كانت شدة الحزمة الساقطة على درجة معقولة من الكبر فإنه من الممكن حدوث اثنين أو أكثر من التفاعلات المتبادلة فى الهدف فى نفس الوقت . وهذا لايلغى وصفنا للحزمةبأنها حزمة جسيم واحد ، ذلك لأن الحدثين (أو أكثر) المتزامنى الحدوث فى الهدف مستقلين تماماً عن بعضهما البعض . أنهما يماثلان **تجربتين مبدئيتين** مستقلتين حدث أن تزامنا فى الوقت .

من حيث المبدأ فإنه يمكننا إجراء القياس باستخدام حزمة ذات شدة منخفضة جداً ، مثلا جسيم كل دقيقة ، ويمكننا حينئذ التأكد من أن جسيما واحدا فقط سوف يتفاعل مع الهدف بأكمله عند وقت ما . بما أنه من السهل تصورنا التفكير فى تجارب الحزم بدلالة متتابعة من تجارب جسيم واحد ، فسوف نفترض إذن فيما يلى بأن الحزم التى تعنينا سوف تكون على درجة من الانخفاض فى الشدة بحيث تحتوى فى المسار على جسيم واحد فقط عند وقت ما. فى الممارسة الفعلية لانتعمد تحديد شدة الحزمة ، بل على العكس فإننا نحاول بصفة عامة أن نستخدم أعلى شدة يمكن الحصول عليها .



مثالان لعداد جيجر – مولر متداولان تجارياً . من اعتبارات التصميم الهامة هو الإعداد لدخول الجسيمات إلى المنطقة الفعالة من العداد . تم تجهيز العدادان المبينان بواسطة مداخل من الميكا الرقيقة جداً لهذا الغرض ، العداد العلوى ذاتى الإخماد ويلائم عد جسيمات الفا ، جسيمات بيتا وكم جاما . طول العداد حوالى خمس بوصات ، وقطره حوالى ثلاثة أرباع البوصة . يمكن رؤية مدخل الميكا عند النهاية السفلى . تبلغ كفاءة العد بالنسبة لجسيمات بيتا السريعة جداً حوالى 85 فى المائة . العداد السفلى مصمم بحيث يكون له أكبر مدخل ممكن . (القطر حوالى 13/4 in) . الغلاف المعدنى هو قطب من القطبين ، أما القطب الآخر فيمكن رؤيته من خلال مدخل الميكا . (الصورة بالإذن من *EON Corporation, Brooklyn, N.Y.*) .



ضوء ساقط
دهان
داخلى موصل
غطاء وجه زجاجى
مهبط ضوئى
شبه شفاف
شبكة
قطب مجمع
واق
1–10: مصاعد ثانوية
11: مصعد

شكل ٢٤ أ : أنبوبة المضاعف الضوئى الإلكترونى تستخدم بكثرة ككشاف للفوتونات . ويبين الشكل تخطيطياً مثل هذه الأنبوبة . تدخل الفوتونات من خلال غطاء الوجه الزجاجى للأنبوبة وتطلق الكترونات ضوئية من غشاء معدنى قلوى رقيق جداً فى الجانب الداخلى من غطاء الوجه . تعجل الإلكترونات وتجمع على أول مصعد ثانوى (مميز بالعدد 1 فى الشكل) . كل الإلكترون يضرب المصعد الثانوى الأول ينتج عدداً من الإلكترونات الثانوية ، والتى تعجل وتجمع على المصعد الثانوى الثانى حيث ينتج عنها الكترونات ثانوية أكثر . تلك الإلكترونات بالتالى تعجل وتجمع على المصعد الثانوى التالى ، وهكذا . لكل فوتون مكتشف يصل سيل من الإلكترونات إلى المصعد الذى يرتبط بمكبر خارجى . الجهاز إذن فى الخلاصة عبارة عن خلية كهزضوئية مع مكبر بداخل نفس الغلاف الزجاجى . تكبير تيارى فى رتبة العظم 10^8 يمكن التوصل إليه بسهولة .

٢٤ – لتوضيح أفكارنا ، دعنا نأخذ فى الاعتبار تجربة تستخدم فيها حزمة من الأشعة الضوئية . سوف نحلل التجربة المفردة ، أى ، تسلسل الأحداث التى تحدث عند وصول فوتون من المصدر . ولنفترض أن نظام الكشف عبارة عن جهاز ضوئى مجهز بعدادات للفوتونات (مثلا مضاعف ضوئى إلكترونى) . بعد وصول الفوتون نجد أن بعض العدادات قد « أعطت نبضات » على حين أن البعض الآخر لم يعط شيئاً : ونسجل فى سجل التجربة العدادات التى تم تسجيل شىء فيها . نتخيل أن كل العدادات أعيدت إلى حالتها الأصلية قبل وصول الفوتون التالى . عند وصول الفوتون التالى سوف تسجل بعد العدادات ، وليس من الضرورى أن تكون نفس العدادات التى سجلت فى القياس السابق . مرة أخرى نسجل الوقائع ، ونعيد تصفير العدادات ثم ننتظر الفوتون

التالى . نستمر بهذه الطريقة حتى نكون قد كررنا التجربة المبدئية عدداً كبيراً جداً من المرات ، وليكن مثلا حتى وصول N من الفوتونات من المصدر .

على ذلك فإن قياساً واحداً على النظام يشتمل على ملاحظة كل العدادات ، والنتائج الأساسية المسجلة هى تسجيل عداد معين من عدمه . بعد سلسلة من N من القياسات المفردة يمكن القول بأن :

(أ) العداد رقم 1 سجل فى المتوسط عدد P_1 من المرات لكل فوتون ساقط . يعرف هذا المتوسط عملياً بالعلاقة

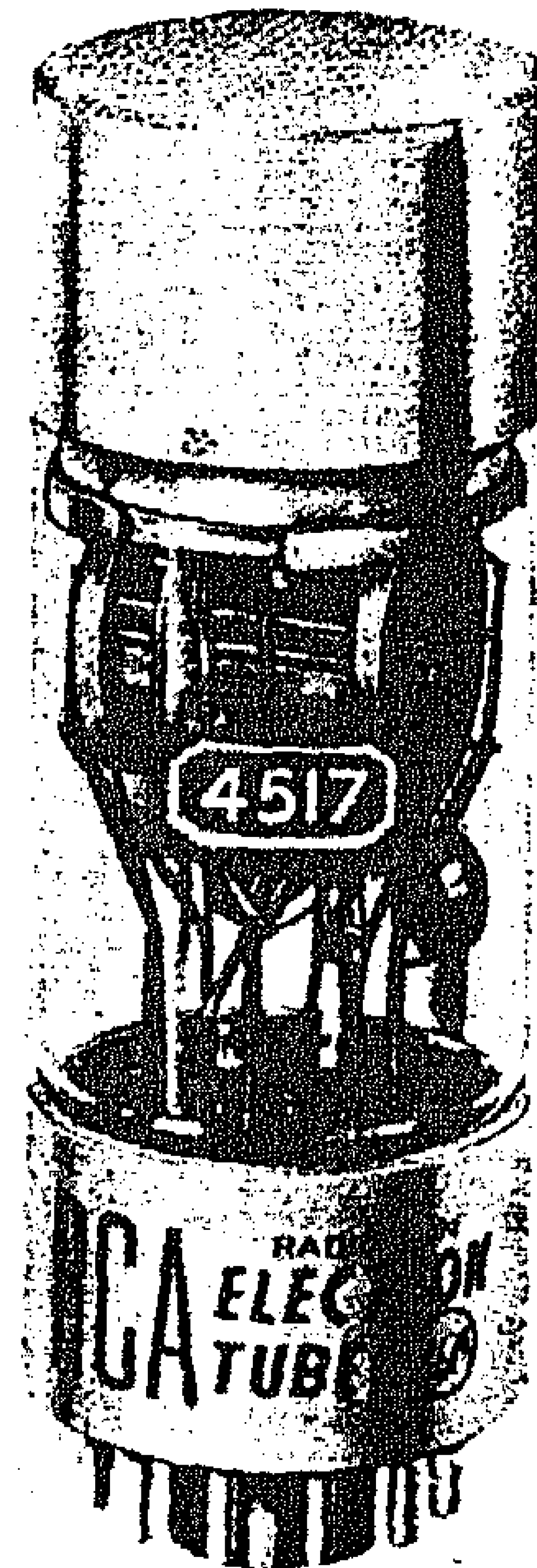
$$p_1 = \frac{N_1}{N} \qquad (٢٤ أ)$$

حيث N_1 هو عدد المرات التى سجل فيها العداد رقم 1 فى سلسلة عددها N من التجارب المفردة .

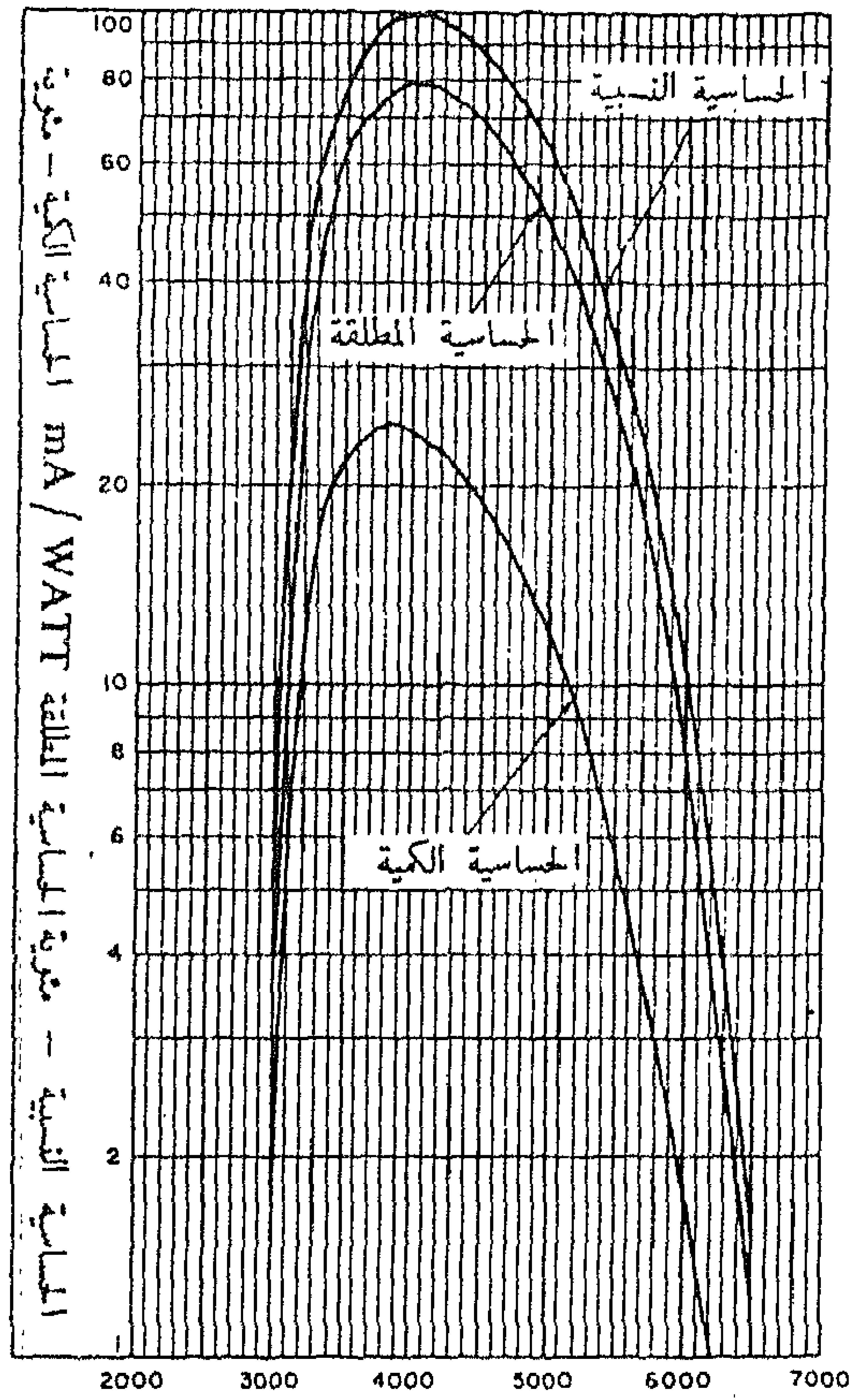
(ب) الواقعة بأن كلا العدادين 1 و2 قد سجلا فى تجربة مفردة حدثت فى المتوسط عدد p_{12} من المرات لكل فوتون ساقط . هذا المتوسط يعرف عملياً بالعلاقة

$$p_{12} = \frac{N_{12}}{N} \qquad (٢٤ ب)$$

حيث N_{12} هو عدد التجارب الأساسية فى السلسلة والتى سجل فيها كلا العدادين 1 و 2 .



شكل ٢٤ (ب) : مثال لمضاعف ضوئى الكترونى متداول تجارياً . ترتيب المصاعد الثانوية ، والتى يمكن رؤيتها فى وسط الأنبوبة ، يكون تقريباً كما هو مبين تخطيطياً فى شكل ٢٤ أ . المهبط الحساس للضوء على الجانب الداخلى للنهاية الأمامية للأنبوبة . هذا النوع المعين من الأنابيب مخصص للاستعمال مع العدادات الوميضة ويتميز هذا النوع بكفاءة كمية عالية جدا (أنظر إلى شكل ٢٤ جـ) . (الصورة بإذن من
(*Radio Corporation of America, Harrison,N.J.*



شكل ٢٤ جـ : منحنيات توضح حساسية الكشف لصمام المضاعف الضوئى الإلكترونى التى فى الشكل ٢٤ ب . لاحظ المنحنى المسمى « حساسية كمية » . يمثل هذا المنحنى احتمال الكشف عن فوتون ، كدالة للطول الموجى . الاحتمال الأعظم حوالى ٢٥٪ ، وهى كفاءة عالية جداً بالنسبة لصمام مضاعف ضوئى الكترونى . المنحنى مأخوذ من كتيب المنتج والذى يصف فيه الصمام . (الرسوم بالإذن من *Rodi Corporation of America, Harrison, N.J.*)

(س) العداد رقم 1 سجل فى المتوسط عدد $p(1;2)$ من المرات لكل تسجيل من العداد رقم 2 . هذا العدد يعرف بالعلاقة

$$p(1;2) = \frac{N_{12}}{N_2} \qquad (٢٤ جـ)$$

حيث N_2 هو عدد المرات التى سجل فيها العداد رقم 2 ، و N_{12} هو عدد المرات التى سجل فيها كلا العدادين 1 و 2 .

٢٥ – إذا ما قدمنا نتائجنا بالصورة السابقة فإنه مجرد إعلان مباشر لمـا شاهدناه : الأرقام بعاليه تمثل نتائجنا الأولية . ومع ذلك يمكننا استخراج وإعلان نتائج القياسات كالتالى :

(أ) احتمال تسجيل العداد رقم 1 تحت تنظيماتنا المعملية هو P_1 .

(ب) احتمال أن كلا العدادين 1 و 2 قد سجلا (فى تجربة واحدة) هو P_{12} .

(جـ) احتمال تسجيل العداد رقم 1 بشرط أن يكون العداد رقم 2 قد سجل هو $P(1; 2)$.

إذا ما أعلنا نتائجنا بهذه الصورة فإننا من الواضح نقدم افتراضاً ، وهذا الافتراض هو أنه لو حدث واستمر إجراء التجربة عددا غير محدود من المرات ، فإن الأعداد N_1/N ، N_{12}/N و N_{12}/N_2 سوف تؤول إلى نهايات محدودة . تلك النهايات المفترضة هى مانحاول تعيينه : ترمز لتلك النهايات بالاحتمالات p_1 ، p_{12} و $p(1; 2)$ على التوالى . وبما أنه من الضرورى أن تكون N محدودة فى أى سلسلة فعلية من التجارب ، فإن الافتراض بأن النهايات موجودة ويمكن تعيينها إلى أى دقة مرغوب فيها وأيضاً بأى درجة ثقة نريدها ، يكون إذن من التوقعات الجيدة بشرط اختيار N لتكون كبيرة بدرجة كافية . أدت طبيعة هذا التوقع إلى الكثير من التأملات الفلسفية . يجب أن ننظر إلى امتلاك الطبيعة لمثل هذا النوع من التنظيم على أنه حقيقة تجريبية .

النتائج الخاصة بسلسلة N من التجارب المفردة يمكن إذن إعلانها بدلالة احتمالات ، ومنها الأرقام p_1 ، p_{12} و $p(1; 2)$ أمثلة خاصة . الرقم p_1 هو احتمال بسيط لواقعة تسجيل العداد رقم 1 ، والرقم p_{12} هو احتمال الحدوث المتزامن لواقعتين ، والرقم $p(1; 2)$ هو احتمال مشروط لحدوث واقعة بشرط أن واقعة أخرى قد حدثت بالفعل . ومن الممكن أن نأخذ فى الاعتبار احتمالات أخرى كثيرة من نفس النوع ، مثلا احتمال أن يكون العداد رقم 1 قد سجل بشرط أن يكون العدادان رقمى 2 ، 3 دون العدادات الأخرى ، قد سجلا بالفعل ، الخ .

٢٦ – من الممكن أن نصف قياساتنا على أنها متتالية من التجارب المجراة على عدد كبير من الفوتونات المعدة بنفس الطريقة فى المصدر . لكن دعنا نفكر قليلا فيما يعنيه تحضير مجموعة من الفوتونات « بنفس الطريقة» أفترض وجود مصباحين مستقلين داخل المصدر ، مثلا مصباح صوديوم ينبعث منه فوتونات صفراء ، ومصباح زئبق ينبعث منه فوتونات زرقاء . وهكذا فإنه من الممكن أن يكون الفوتون فى تجربة مفردة معينة ، أما أصفر أو أزرق ، واللون هو أحد المتغيرات التى تميز الفوتون والتى من المحتمل أن نعينها فى التجربة . يمكن إذن أن نعلن بأن احتمال أن يكون الفوتون فى تجربة معينة أزرق هو p_1 ، وبأن احتمال أن يكون أصفر هو p_2 . نفترض إبقاء شدتى المصباحين ثابتتين وعلى ذلك فإن هذه الاحتمالات تكون قابلة لتكرار نفس قيمها ، بمعنى أنه لو أجرينا عدداً كبيراً من التجارب المتكررة فإننا نحصل دائماً على نفس الاحتمالات p_1 و p_2 فى كل تجربة .

هل نحن مستعدون ، تحت هذه الظروف ، أن نقول أن الفوتونات كلها محضرة « بنفس الطريقة » فى المصدر ؟ ليس من الواضح مباشرة ما إذا كانت هذه الطريقة مناسبة للتعبير أم لا . ومن الممكن الجدل بأن

نظامنا المستعمل ، على هيئة مصباحين ، يدخل عنصراً من عناصر الصدفة إلى عملية التحضير والذى يمكن تلاشيه بسهولة إذا ما أجرينا مشاهداتنا فى الوقت الذى يعمل عنده مصباح واحد فقط . ربما يجب ألا نقول أن الفوتونات قد تم تحضيرها كلها بنفس الطريقة إلا إذا ما تأكدنا بأن الفوتونات متماثلة فى ناحية ما إلى أقصى درجة ممكنة ؟

الصعوبة فى هذا الموقف هى إذن وجوب اتخاذنا للقرار عما إذا كانت الجسيمات « متماثلة التحضير إلى أعلى درجة ممكنة » أم لا ، وذلك بالنسبة لكل نوع من التجارب . من الواضح أن هذه ليست بالمشكلة البسيطة . بالإضافة إلى ذلك ، فإن تجربة المصباحين يعتد بها بنفس درجة الاعتداد بتجربة المصباح الواحد بمعنى أن الاحتمالات P_1 و P_2 ، بالإضافة إلى أية احتمالات أخرى تبين رد فعل العدادات ، هى احتمالات ثابتة ويمكن تكرار نفس قيمها . هذا بالطبع هو الشيء الجوهرى لأى تجربة يعين بها معدل عد واحتمالات وإذا لم يكن المصدر مستقراً بمعنى الكلمة فإن المناقشة فى البند ٢٥ تصبح ليست ذات موضوع أو معنى .

على ذلك فإنه من الملائم اعتبار الفوتونات وكأنها كلها محضرة بنفس الطريقة إذا ما أمكن إبقاء المصدر مستقراً بالصورة التى تجعل كل الاحتمالات المتصلة بالموضوع ثابتة وتكرر نفس قيمها . هذا هو موقفنا الذى سنتخذه فيما يلى .

٢٧ – بمفهوم معين تكون تجربة المصباحين أكثر واقعية بالمقارنة بتجربة المصباح الواحد . من الوجهة المثالية من الممكن أن نفضل إجراء التجربة بالمصباح الأصفر فقط فى حالة تشغيل ، ولكن فى المعمل سوف ترى الطبيعة بأن يكون المصباح الأزرق أيضاً فى حالة تشغيل (ولو أن شدته من الممكن أن تكون ضعيفة جداً) . دعنا نأخذ فى الاعتبار مثالين لتوضيح مايشغل تفكيرنا فى هذا السياق

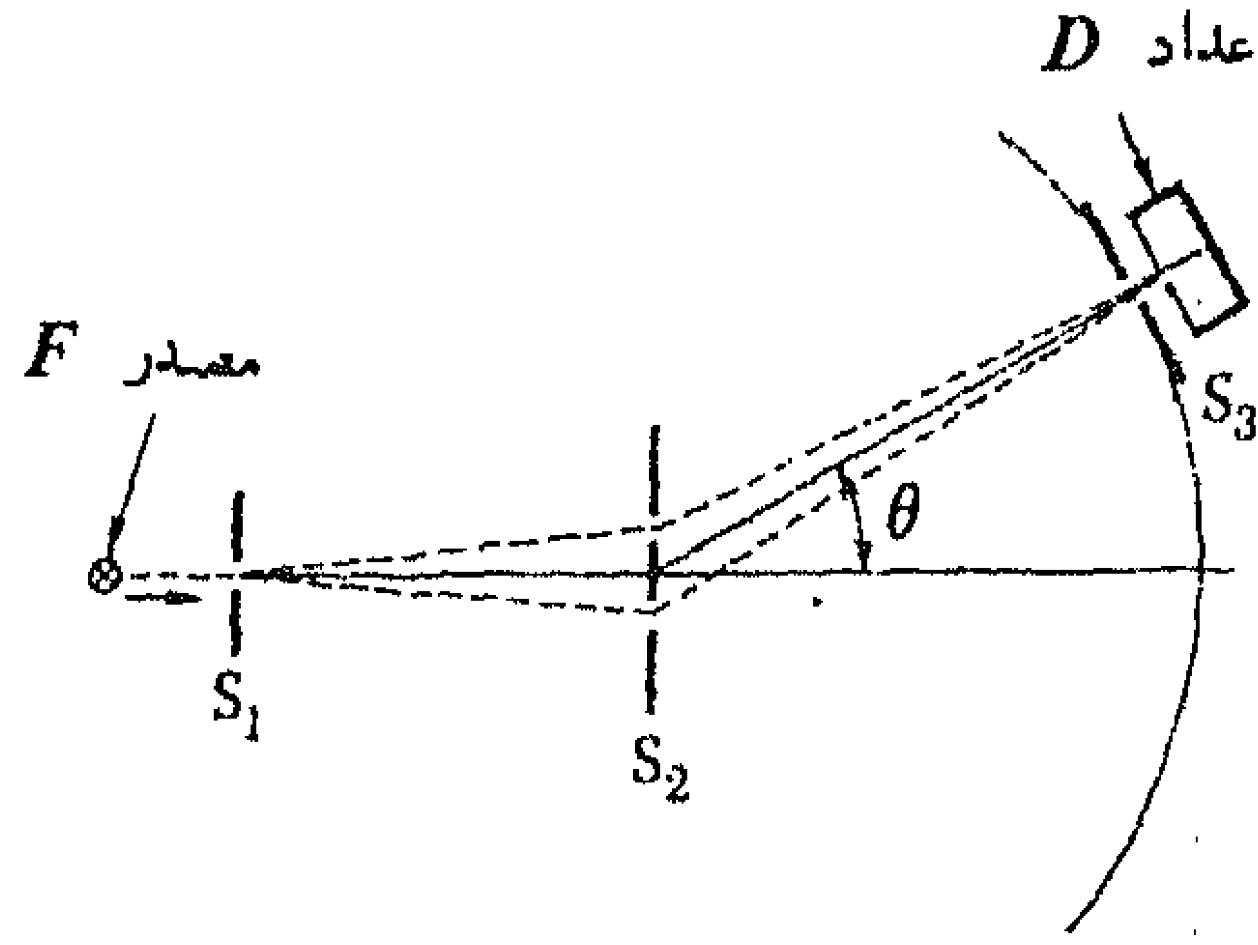
يمثل شكل ٢٧ أ تجربة حيود الكترونى شبه واقعية ، الهدف منها ملاحظة التشكيل الحيودى الناتج عن الفتحتين المستطيلتين (Slits) فى الحائل S_2 . تنبعث الألكترونات بواسطة الفتيل F ، ويتم تعجيلها فى اتجاه الحائل S_1 ، الذى توجد به فتحة مستطيلة . دع الألكترونات تخرج من خلال الفتحة بكمية تحرك p . نلاحظ التشكيل الحيودى الناتج عن الفتحتين بواسطة العداد D ، والموضوع على مسافة كبيرة جداً من مركز الحائل الثانى S_2 . هذا العداد يمكن تحريكه على القوس الدائرى المبين بالشكل . للسهولة نفترض بأن المسافة بين العداد والفتحتين كبيرة إلى الدرجة التى تمكننا من اعتبار الأشعة التى تصل بين فتحة الدخول للعداد والفتحتين اللتين بالحائل S_2 بأنها أشعة متوازية . (هذا لايمكن توضيحه بالشكل ، ذلك لأنه إذا مارسمنا هذا الشكل بصورة واقعية فيصبح من الصعوبة بمكان تمييز الفتحتين فى الحائل S_2 . بالرغم من ذلك ، فإن جوهر مناقشتنا سوف لايتأثر إذا ما كانت الأشعة متوازية أم لا) .

دع الفاصل بين الفتحتين فى S_2 يكون $2a$. يمكننا إذن كتابة التوزيع الزاوى $I(\theta, p)$ للاشعاعات المسجلة بواسطة العداد D ، كما توصلنا إليه فى البند ٤٠ من الفصل الرابع ، كالتالى

$$I(\theta,p) = 4I_0(\theta) \cos^2 (ap \sin \theta) \qquad (٢٧\ أ)$$

حيث $I_0(\theta)$ تمثل التوزيع الزاوى الذى نلاحظه إذا ما كان الحيود ناشئاً عن فتحة واحدة(+) .

(+) نستخدم نظاماً للوحدات بحيث $\hbar = c = 1$.



شكل ٢٧ أ : لتوضيح مناقشاتنا فى البنود ٢٧ – ٣٠ ، عن تجربة الفتحة الثنائية فى الحيود الإلكترونى . معدل العد يلاحظ كدالة للزاوية θ عند تحريك العداد وفتحة الدخول S_3 على القوس الدائرى . إذا كان الفاصل بين الفتحتين فى S_2 كبيراً بالمقارنة بالطول الموجى ، إذا كان المصدر ينتج الكترونات أحادية الطاقة ، فإن معدل العد يصبح دالة سريعة التغير إلى درجة كبيرة للزاوية θ . لايصبح النمط الحيودى مرئياً إلا إذا كان التحليل الزاوى ، والذى يحدده نظام العداد والفتحة ، جيداً جداً . إذا كانت الإلكترونات غير أحادية الطاقة ، كما يكون الحال إذا ما كان المصدر عبارة عن فتيل بسيط ، فسوف تقع أنمطة التداخل فوق بعضها البعض ومن الممكن أن تشوش النهايات العظمى للحيود إلى الدرجة التى لايمكن رؤيتها فيها .

٢٨ – لقد كتبنا الشدة على هيئة $I(\theta, p)$ للتأكيد على أن التوزيع الزاوى دالة لكمية التحرك p . نفترض أن عرضى الفتحتين فى S_2 متساويان ، وأن العرض صغير جداً بالمقارنة بالطول الموجى للإلكترونات الساقطة . على مدى كميات التحرك p التى تعنينا تصبح الشدة $I_0(\theta)$ غير معتمدة على كمية التحرك p . من جهة أخرى ، سوف نفترض بأن الفاصل بين الفتحتين $2a$ كبير جداً بمقارنته بالطول الموجى . للتحديد ، دعنا نفترض بأنه بالنسبة لمتوسط **كمية التحرك** p_0 للحزمة ، يكون لدينا $ap_0 = \pi \times 10^5$. بالنسبة المتوسط كمية التحرك هذا نحصل إذن على التوزيع الزاوى

$$\begin{aligned} I(\theta,p_0) &= 4I_0(\theta) \cos^2 [(\pi \times 10^5) \sin \theta] \\ &= 2I_0(\theta) \{1 + \cos [(2\pi \times 10^5) \sin \theta]\} \end{aligned} \qquad (٢٨ أ)$$

إذا ما اختبرنا علاقة الشدة هذه نجد أنها دالة سريعة التغير إلى درجة كبيرة بالنسبة للزاوية θ . الفارق δ بين نهايتين عظميتين متتاليتين يعطى على وجه التقريب بالعلاقة $\delta \cong 10^{-5}/\cos \theta$.

إذن ، إذا ما أردنا رؤية النمط الحيودى بوضوح فإنه من الضرورى أن تكون أجهزة القياس التى نستعملها ذات **قوة تحليل زاوى** جيدة جداً . الزوايه التى تقابل فتحة مدخل المكشاف D عند النظر إليه من مركز S_2 يجب أن تكون أقل بكثير من δ ، بمعنى أنها يجب أن تكون أقل بكثير من 10^{-5} دعنا نفترض بأن هذه هى الحالة . فإذا لم تكن الحالة كذلك ، بمعنى أنه إذا ما كانت قوة التحليل الزاوى أضعف بكثير

من 10^{-3} ، فإن الحد الثانى على يمين العلاقة (٢٨ أ) سيصبح فعلياً مساوياً للصفر فى المتوسط وسوف نلاحظ شدة مساوية لضعف الشدة الناشئة عن فتحة واحدة .

٢٩ – نفترض الآن بأن قوة التحليل الزاوى للاكشاف جيدة جداً ، بحيث يمكننا رؤية نمط الفتحتين بوضوح بالنسبة لإلكترونات لها جميعها كمية التحرك p_0 ولكن ، مثل هذه الحزمة ليست واقعية . فالإلكترونات لا تنبعث كلها بنفس الطاقة من الفتيل F ، ونتيجة لذلك فإنها لن تخرج بنفس كمية التحرك من الفتحة S_1 السبب فى ذلك هو الحركة الحرارية للإلكترونات فى الفتيل . وكما ذكرنا من قبل فإن الحركة الحرارية المشوائية هى « لغط (noise) فى سيمفونية ميكانيكا الكم النقية ، وسوف نرى الآن كيف يمكن أن يعوقنا اللغط عن سماع الموسيقى .

فى تجربة واقعية ستظهر كمية التحرك p للإلكترونات الخارجة إنتشاراً محدداً ، وللسهولة ، دعنا نفترض أن كل كمية تحرك فى المدى $(p_0 - q,\ p_0 + q)$ لها نفس الاحتمال . يصف المقدار q الانتشار فى كمية التحرك ، وللتحديد سوف نفترض أن $q = 10^{-2}\, p_0$ كمية التحرك تحدد إلى واحد فى المائة .

إذا ما لاحظنا الآن النمط الحيودى بمثل هذه الحزمة . فمن الواضح أننا سوف لا نلاحظ التوزيع $I(\theta, p)$ ولكن بالأحرى متوسطاً لـ $I(\theta, p)$ على مدى كميات التحرك فى الحزمة . دعنا نرمز إلى هذا المتوسط بـ $\bar{I}(\theta)$. ويعطى بالعلاقة

$$\bar{I}(\theta) = \left(\frac{1}{2q}\right)\int_{p_0-q}^{p_0+q} dp\, I(\theta,p) = 2I_0(\theta)\left(1 + \frac{\cos\,(2ap_0 \sin\,\theta)\,\sin\,(2aq\,\sin\,\theta)}{2aq\,\sin\,\theta}\right) \qquad (\text{٢٩ أ})$$

لاحظ بأنه إذا ما جعلنا q تقترب من الصفر فى العلاقة (٢٩ أ) فسوف نحصل على العلاقة (٢٨ أ) .

تبعاً لافتراضاتنا المحدد بأن $ap_0 = \pi \times 10^5$ ، وأن $q = 10^{-2} p_0$ ، فإننا نستخلص من (٢٩ أ) أن

$$\left|\bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta)\right| \leqq 2I_0(\theta)\left|\frac{\sin\,[(2\pi \times 10^3)\,\sin\,\theta]}{(2\pi \times 10^3)\,\sin\,\theta}\right| \qquad (\text{٢٩ ب})$$

فى الاتجاه الأمامى المطلق ، بمعنى $\theta = 0$ ، نلاحظ من (٢٩ أ) بأن $\bar{I}(\theta) = 4I_0(\theta)$ فى هذا الاتجاه الخاص يكون لدينا دائماً تداخل بناء ، مهما كانت كمية التحرك p . لكن ، لنفترض أننا نقوم بالملاحظة خارج الاتجاه الأمامى المطلق . مثلا لزوايا θ محققة للشرط

$$|\sin\,\theta| > (2\pi)^{-1} \times 10^{-1} \cong 0.016$$

إذن تدلنا المتباينة (٢٩ ب) بأن

$$|\bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta)| < 10^{-2} \times 2I_0(\theta) \qquad (\text{٢٩ جـ})$$

يصبح إذن النمط الثنائى الفتحة لهذه الزوايا صعب الرؤية ، ذلك لأن التوزيع الشدى يوافق ، إلى واحد فى المائة ، النمط الأحادى الفتحة .

٣٠ – بالنسبة لنظرية كرة بلياردو كلاسيكية ، والتى ناقشناها بالنسبة للفوتونات فى البند ٤١ ، من الفصل الرابع ، تتنبأ بشدة $I^*(\theta)$ بالنسبة لتجربة ثنائية الفتحة ، تعطى بـ

$$I^*(\theta) = 2I_0(\theta) \qquad (٣٠ أ)$$

فى هذا النموذج لا يكون هناك تداخل ، وكما ذكرنا من قبل فإن هذا هو التنبؤ الخاطئ : إنه لا يتوافق مع التجارب . ومع ذلك إذا ما قارنا هذا التنبؤ بذلك المستوى فى المتباينة (٢٩ جـ) نلاحظ بأن التنبؤ (٣٠ أ) من الممكن أن يبدو صحيحاً فى بعض الأحيان . إذا ما تلاشت تأثيرات التداخل الميكانيكية الكمية لسبب ما ، فإننا سوف ننتهى إلى المشاهدات المتنبأ بها كلاسيكياً .

مناقشتنا هى مثال مشوق جداً لأحد مظاهر « المرور إلى النهاية الكلاسيكية » نفترض أن طاقة الإلكترونات فى التجربة المشار إليها هى 10 eV . الفاصل بين الفتحتين $2a$ إذن حوالى 0.04 mm ، والذى يمكن اعتباره مقدار عيانى . بالرغم من ذلك فإن تأثيرات التداخل الميكانيكية الكمية متواجدة بالتأكيد ، ولكن لكى نشاهد تلك التأثيرات يجب أن نجرى تجربتنا بتحكم شديد جداً فى مصدر الإلكترونات بحيث تبقى المدى q فى كمية التحرك صغير جداً . إذا لم تكن هذه هى الحالة . فسوف تختفى موسيقى ميكانيكا الكم فى اللغط .

٣١ – كمثال آخر لاختفاء تأثيرات التداخل ، نأخذ فى الاعتبار مشاهدة أهداب التداخل بواسطة مقياس ميكلسون للتداخل (Michelson interferometer) المبين تخطيطياً فى الشكل ٣١ أ « ينقسم » الضوء المنبعث من مصباح صوديوم بواسطة مرآة نصف مفضضة ، وجوهر التجربة هو ملاحظة التداخل بين الحزمتين العائدتين من المرآتين 1 و 2 لقد رسمنا « ذراعى » مقياس التداخل ليكونا غير متساويين فى الطول ، L_1 و L_2 الفارق فى المسار بين الحزمتين يكون إذن $d = 2(L_2 - L_1)$
يبرز التساؤل : هل من الممكن مشاهدة أهداب التداخل عندما تكون d اختيارية الكبر ؟

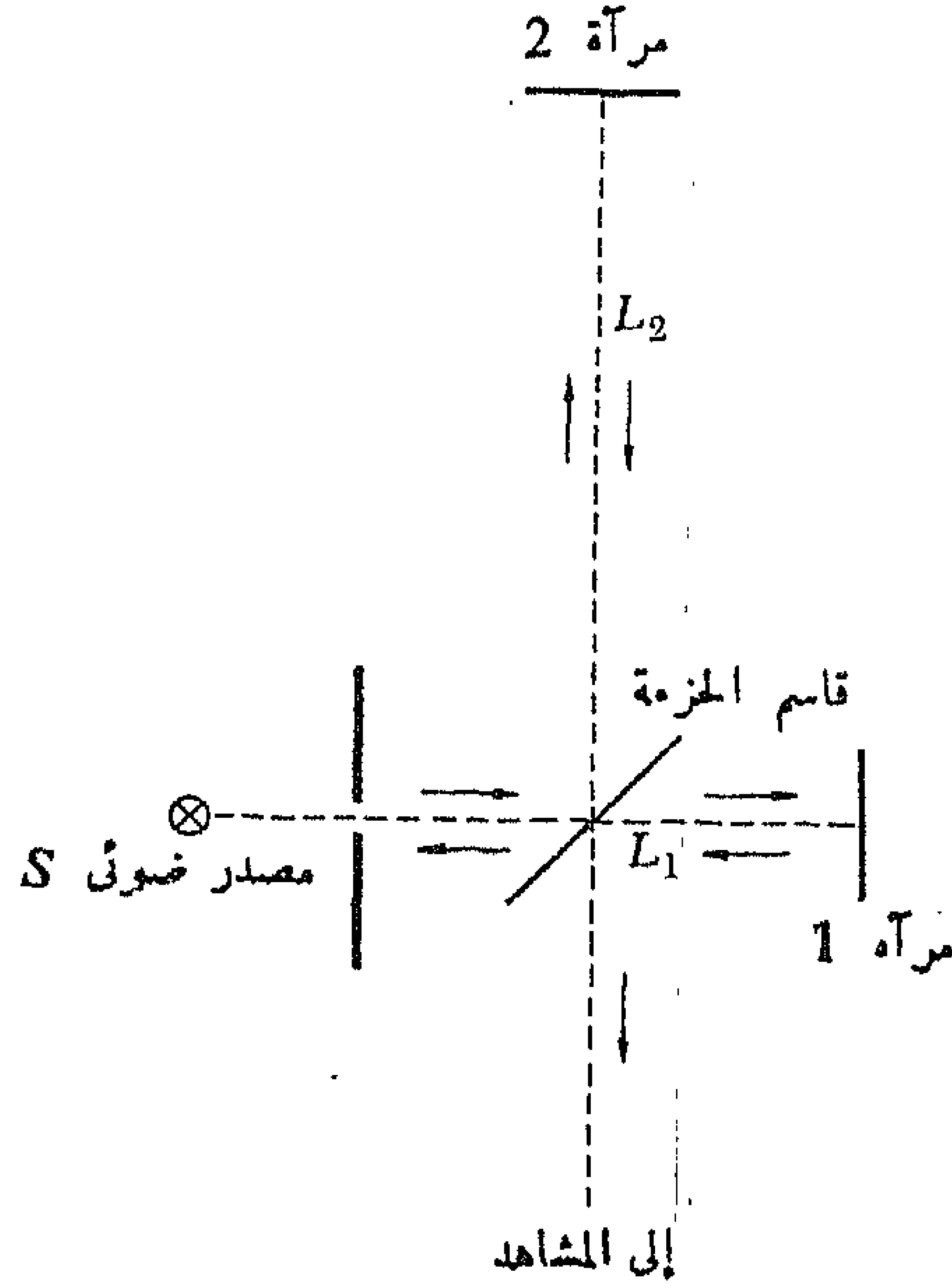
الإجابة هى : نعم من جهة المبدأ ، ولكن لا من الوجهة العملية . الدقة التى يحدد بها الطول الموجى للضوء تضع حداً لفارق المسار d الذى يمكن مشاهدة أهداب عنده ، وعملياً فإنه لا يمكن على الإطلاق تحديد الطول الموجى بدقة كاملة .

لنأخذ فى الاعتبار فوتون منطلق من المصدر بتردد ω جزء من الفوتون المرتد من المرآة 2 سوف يكون متأخراً فى الطور بالنسبة لجزء المرتد من المرآة 1 بمقدار $\delta(\omega)$ يعطى بالعلاقة :

$$\delta(\omega) = \omega d = 2\pi\left(\frac{d}{\lambda}\right) \qquad (٣١ أ)$$

حيث λ هو الطول الموجى . نأخذ فى الاعتبار بعد ذلك ترددين مختلفين ω' و ω'' الفرق بين التأخيرين فى الطور لهذين الترددين يعطى إذن بالعلاقة

$$\delta(\omega') - \delta(\omega'') = (\omega' - \omega'')\, d \qquad (٣١ ب)$$



شكل ٣١ أ صورة تخطيطية لمقياس التداخل لميكلسون (Michelson) بذراعين غير متساويين فى الطول . (الطول ، بمعنى ، المسافتان من المرايا إلى قاسم الحزمة ، هما L_1 و L_2 ، كما هو مبين بعالية) . فارق المسار الأعظم $2(L_2 - L_1)$ الذى يمكن رؤية تداخل له يعتمد على عرض الخط الطيفى للمصدر الضوئى الأحادى اللون تقريباً .

إذا كان هذا الفارق صغيراً جداً عددياً ، بمعنى $\pi \gg |\delta(\omega'') - \delta(\omega')|$ فسوف تبدو إذن أهداب التداخل للتردد متماثلة . إلى درجة جيدة من الدقة . من جهة أخرى ، إذا كان هذا الفارق مساوياً π بمعنى أن $\pi = |\delta(\omega'') - \delta(\omega')|$ فإن التداخل البناء بالنسبة للتردد ω' سوف يقابل التداخل الهدام بالنسبة للتردد ω'' ،والعكس صحيح . يكون نظامى الأهداب بالنسبة للترددين متممين لبعضهما البعض ، وإذا ما تراكبا على بعضهما البعض بشدتين متساويتين فسوف لا نلاحظ أية أهداب ، هذا يقودنا إلى قاعدة بسيطة لرؤية الأهداب : يجب أن يكون انتشار التردد $\Delta\omega$ فى المصدر بحيث

$$d\,\Delta\omega \leq \pi \qquad (٣١\ جـ)$$

إذا ما كانت الأهداب لتصبح سهلة الملاحظة . لمصدر معين ، بمعنى ، أنه بالنسبة لـ $\Delta\omega$ معينة . تعطينا القاعدة (٣١ جـ) الحد الأعلى المرغوب على d .

٣٢ – بالنسبة لمصدر ضوئى أحادى اللون تقريباً (تردد ω) ، فإن المقدار $\Delta\omega$ هو العرض الخطى للضوء المنبعث . وكما شرحنا فى الفصل الثالث ، فإن عدة مؤثرات فيزيائية تساهم فى العرض الخطى ؛ إحداها هو تأثير دوبلر (Doppler effect) نتيجة لحركة الذرات فى المصدر . المصدر عبارة

عن تجميع « لمصابيح » متماثلة ، لكن الترددات المنبعثة من هذه المصابيح سوف لا تكون جميعها متماثلة فى الهيكل المختبرى . ذلك لأن المصابيح تتحرك بصورة عشوائية فى المصدر .

دعنا نتدبر التحديد على d الذى ينشأ كنتيجة عن اتساع دوبلر (Doppler broadening) والشرط اللازم من أجل أهداب مرئية بوضوح هو

$$d < \frac{\pi}{\Delta\omega} = \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)\left(\frac{\lambda}{2}\right) \qquad (\text{٣٢ أ})$$

فى البند ٤٤ ، من الفصل الثالث ، استنتجنا علاقة لاتساع دوبلر الكسرى (fractional Doppler broadening)، بمعنى

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim (0.52 \times 10^{-5})\sqrt{\frac{1}{A}\left(\frac{T}{293^\circ\text{K}}\right)} \qquad (\text{٣٢ ب})$$

حيث T هى درجة الحرارة الفعالة فى المصدر ، وحيث A هو الوزن الجزيئى للذرات الباعثة ، والتى نفترض وجودها على الصورة الغازية . بدمج (٣٢ أ) و (٣٢ ب) نحصل على

$$d \leq \lambda\sqrt{\frac{A}{(T/293^\circ\text{K})}} \times 10^5 \qquad (\text{٣٢ جـ})$$

عندما $T = 293^\circ\text{K}$ (درجة حرارة الغرفة) ، عندما $\lambda = 5000\ \text{Å}$ (الضوء المرئى) ، عندما $A = 100$ ، نحصل إذن على $d \leq 50\ \text{cm}$ هذا التقدير يتماشى مع المشاهدات . فرق المسار الأقصى الذى تشاهد بالنسبة له أهداب تداخل يكون من رتبة عظم 1 متر بالنسبة لمصادر الضوء العادى » ، مثل أنابيب التفريغ الغازية (باستثناء الليزر)

٣٣ – المثالان اللذان أخذا فى الاعتبار يوضحان كيفية تآمر الطبيعة من أجل الإبقاء على « مصباحين فى حالة تشغيل » الخلفية من الضوضاء الحرارية فى محيطنا تدخل عشوائية معينة فى عملية التحضير للنظام قبل القياس .

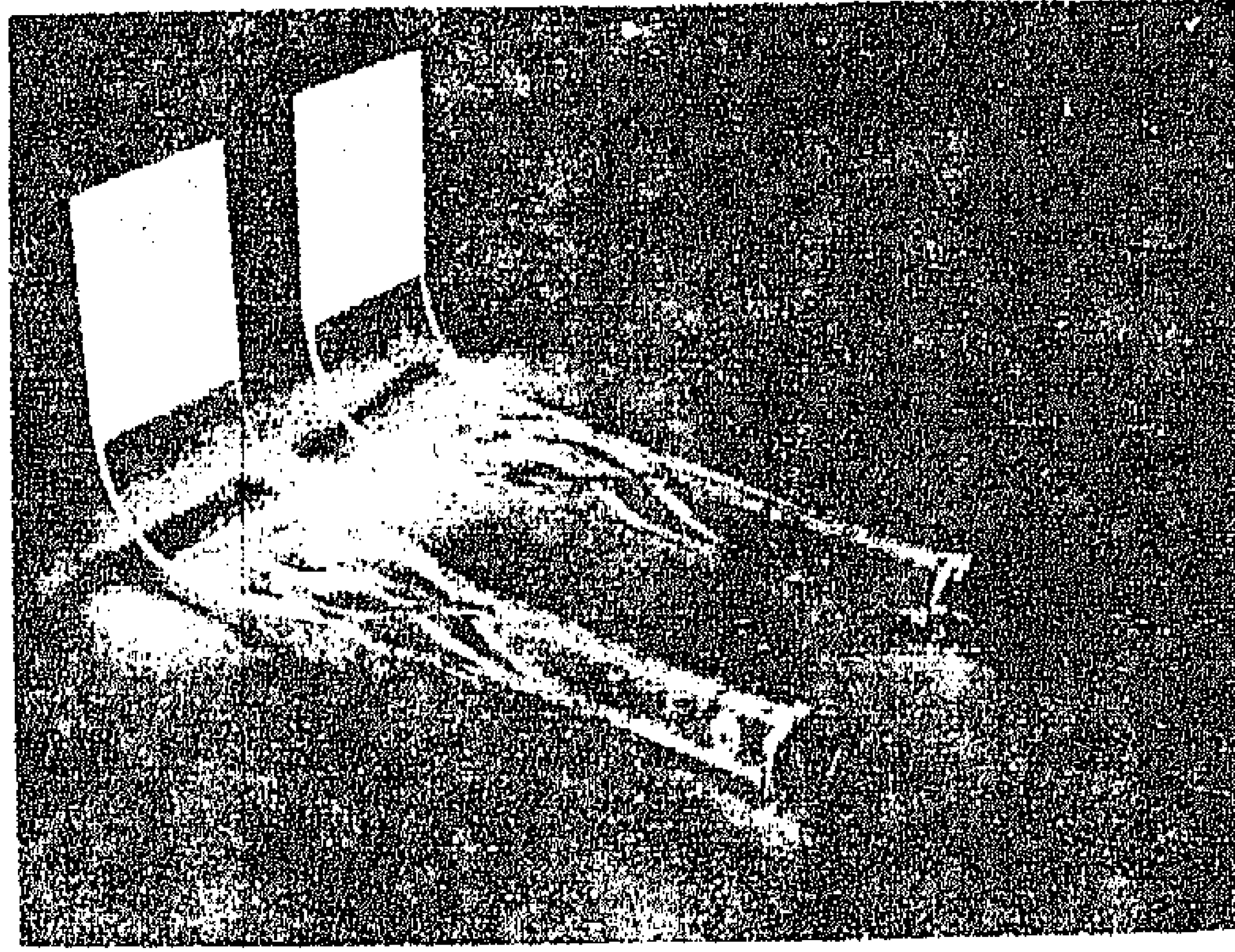
تساهم أيضا العيوب التقنية فى أجهزتنا فى عشوائية عملية التحضير . نفترض مثلا أننا نرغب فى إنتاج حزمة من الإلكترونات عالية الطاقة وبكمية تحرك على درجة عالية من الدقة فى التحديد . من أجل إتمام ذلك يجب أن نكون قادرين على التحكم فى كل الجهود المعجلة بدقة متناهية ، ويجب أن تكون تنظيمات التركيز البؤرى للحزمة خالية من العيوب تقريباً . بالإضافة إلى ذلك ، يجب أن نكون قادرين على المحافظة على درجة تفريغ عالية جداً ، ذلك لأنه من الممكن أن تفقد الإلكترونات فى الحزمة طاقة أو تغير مسارها بالتصادم مع جزيئات الغازات المتبقية فى نظام التفريغ . لا يوجد شىء خال من العيوب فى دنيانا ، ومن الواضح بأنه لا يمكننا عملياً بلوغ التحكم التام فى مرحلة التحضير . من المشوق إذن توضيح كيفية الوصف النظرى لعملية تحضير « معيبة » .

٣٤ – نفترض بأن لدينا ترتيباً لتحضير نظام فى تسلسل من القياسات المتكررة بحيث أن يكون النظام دائماً محضراً بنفس الطريقة » . وكما أتفقنا من قبل ، فإن ذلك يعنى بأن **الاحتمالات والمتوسطات** التى نقوم بقياسها فى أشواط طويلة الأمد تكون ثابتة وقابلة للتكرار . نتصور بأننا قد قمنا بقياس متوسطات

كل المتغيرات الفيزيائية الممكنة . نقول بأن كلية تلك المتوسطات تعرف **مجموعة إحصائية** للنظام ، ونقول أيضاً بأن أى مثال خاص من النظام المحضر ، كما يصادف فى قياس مفرد ، هو **عنصر** من عناصر **المجموعة الإحصائية** .

تؤدى طريقة معينة للتحضير ، سواء « معيبة » أو غير معيبة إلى مجموعة إحصائية معينة . من وجهة النظر الرياضية تكافئ مجموعة إحصائية تجريدية مجموعة من احتمالات ومتوسطات لمتغيرات فيزيائية . إذا ما أردنا تدبر التحقق المادى الفيزيائى لهذا المبدأ التجريدى فمن الممكن أن ننظر إلى المجموعة على أنها تجميع لعدد كبير جداً من الأنظمة (العناصر) المحضرة . وهكذا نصف حزمة ضوئية على أنها مجموعة إحصائية من الفوتونات ، حيث الفوتونات المفردة هى عناصر المجموعة .

تطبيق هام آخر لمبدأ المجموعة الإحصائية هو وصف كمية من الغاز فى محتوى على أنها مجموعة إحصائية من الجزيئات . هذا الوصف ملائم إذا ما كنا ندرس السلوك المتوسط للجزيئات المنفردة فى الغاز . فى كل مرة نقيس فيها ، مثلا ، السرعة لجزئ فإننا نجرى تجربة على عنصر من المجموعة . نتائج عدد كبير من قياسات السرعة تعطينا السرعة المتوسطة ، والتى هى أحد المتوسطات التى تميز المجموعة . تحدد الظروف التى يبقى تحتها الغاز فى المحتوى طريقة التحضير فى هذه الحالة . إذا ما أبقيت درجة الحرارة ثابتة وأيضاً أبقى الضغط ثابتاً فإن السرعة المتوسطة سوف تبقى ثابتة أيضاً . ويمكننا القول بأن الجزيئات كلها محضرة بنفس الطريقة . ذلك لأنها جميعاً خاضعة لظروف خارجية عيانية متماثلة . هذا لا يعنى بالطبع ، بأننا سوف نحصل على سرعتين متساويتين فى قياسين معينين على جزيئين منفردين . سرعة الجزئ (عند لحظة من الوقت) هى متغير عشوائى من وجهة نظرنا : القيم التى نصادفها تبدى اتساعاً إحصائياً .



زوج من العدادات الوميضية عنده يضرب جسيم مشحون الألواح العمودية البيضاء على اليسار تنتج ومضات فى المادة . « يمر » الضوء الناتج من هذه الومضات من خلال أنابيب ضوئية ، مصنوعة من مادة اللوسايت كدليل إلى صمامات المضاعفات الضوئية الإلكترونية على اليمين . فى حالة الاستخدام يلف العداد والأنبوبة الضوئية بواسطة رقائق من الألومنيوم ويحكم قفلهما عن الضوء الشارد .
(بالإذن من *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*)

٣٥ – لنأخذ فى الاعتبار مجموعة إحصائية . لكى يكون لدينا مثالا واقعياً فمن الممكن أن نفكر فى حزمة من الإلكترونات خارجة من معجل يعمل تحت ظروف متزنة ومستقرة كأحسن ما تصل إليه إمكانياتنا التقنية . نعيد قياس متغير فيزيائى معين باستمرار ، مثلا كمية التحرك p فى اتجاه الحزمة . نرمز لمتوسط قيم كمية التحرك فى متسلسلة طويلة من القياسات بالرمز

$$\mathrm{Av}(p;\rho) \qquad (٣٥ أ)$$

حيث ρ ترمز لمجموعة إحصائية معينة ، بمعنى ، حزمة معينة . نسمى المقدار $\mathrm{Av}(p;\rho)$ بمتوسط المجموعة لـ p متوسط التربيعات لقيم كمية التحرك يرمز لها $\mathrm{Av}(p^2;\rho)$: هذا هو متوسط المجموعة لتربيع كمية التحرك . على وجه العموم يختلف $\mathrm{Av}(p^2;\rho)$ عن $[\mathrm{Av}(p;\rho)]$ دعنا ندرس هذه النقطة . نرمز لقيم كمية التحرك التى تم الحصول عليها فى القياسات المنفردة بالرموز $p_1, p_2, \ldots, p_N$ يعرف المتوسطان كالتالى

$$\mathrm{Av}(p;\rho) = \frac{1}{N}\sum_k p_k, \qquad \mathrm{Av}(p^2;\rho) = \frac{1}{N}\sum_k {p_k}^2 \qquad (٣٥ أ)$$

يمكننا إذن كتابة المتطابقة

$$\mathrm{Av}(p^2;\rho) - [\mathrm{Av}(p;\rho)]^2 = \frac{1}{N}\sum_k [p_k - \mathrm{Av}(p;\rho)]^2 \qquad (٣٥ ب)$$

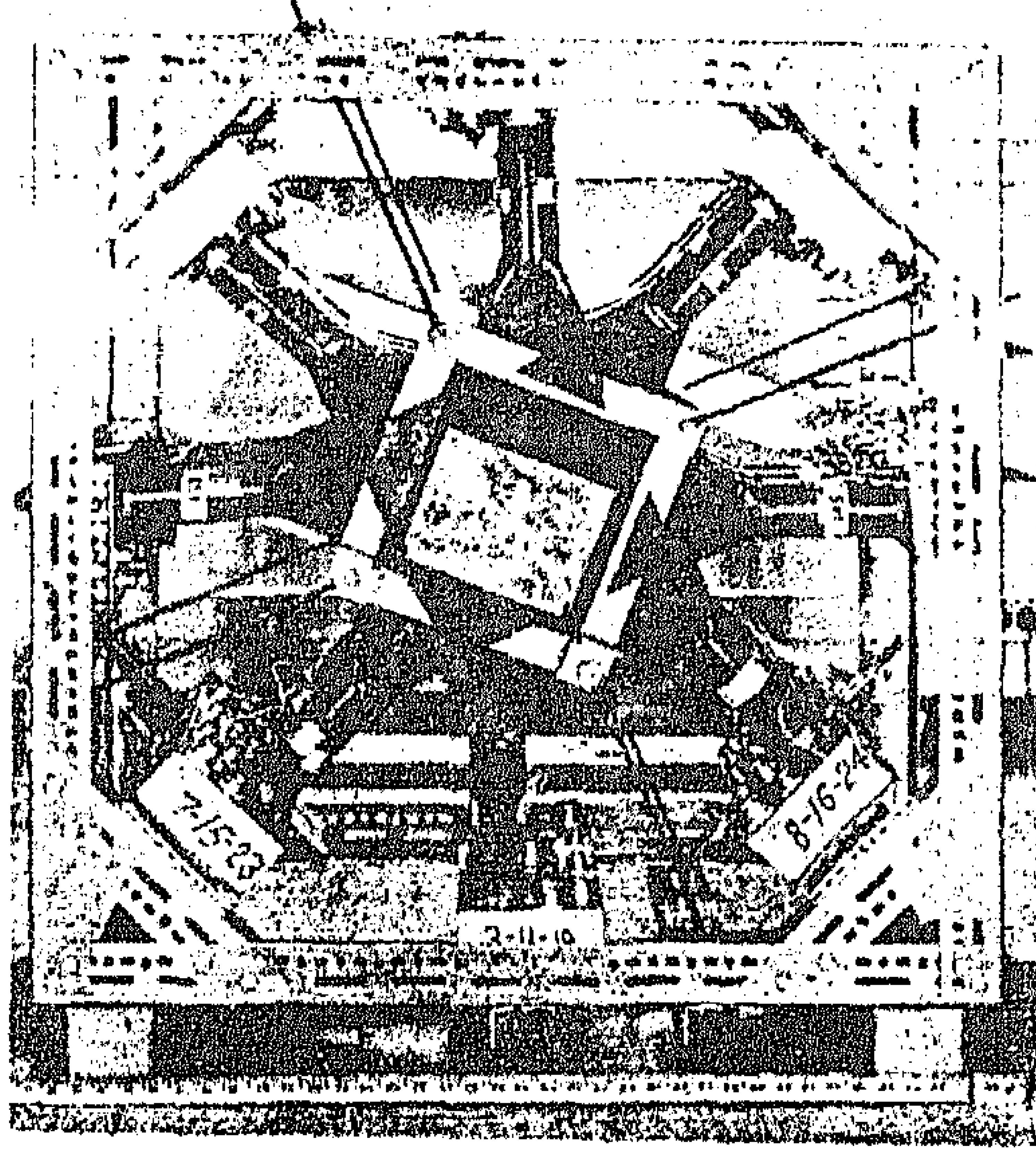
كما يمكن للقارئ أن يقنع نفسه فوراً بذلك . الجانب الأيمن من (٣٥ ب) هو مجموع حدود غير سالبة . ويمكننا أن نستخلص أن

$$\mathrm{Av}(p^2;\rho) - [\mathrm{Av}(p;\rho)]^2 \geqq 0 \qquad (٣٥ جـ)$$

حيث تنطبق علامة التساوى فقط إذا ما كانت كل الأعداد p_k ، $k = 1, 2, \ldots\ldots N$ متساوية . فى هذه الحالة قيمتها العموميه تساوى $\mathrm{Av}(p;\rho)$ ، وفى هذه الحالة الخاصة تكون كمية التحرك واحدة بالنسبة لجميع الجسيمات فى الحزمة .

يقيس المقدار الذى بالجانب الأيسر من (٣٥ جـ) الاتساع الإحصائى فى المتغير p وعلى وجه العموم سيكون هذا الاتساع أكبر من الصفر ، الأمر الذى يمكن التعبير عنه بقولنا أنه يكون هناك عدم تيقن فى كمية التحرك للمجموعة الإحصائية المعينة .

٣٦ – يمكننا مناقشة كل المتغيرات الأخرى على نفس نمط مناقشتنا لكمية التحرك . بالنسبة لمجموعة إحصائية معينة (حزمة) نعين متوسطاتها ، وتشتتها ، وهما ما نعنى بهما اتساعها الإحصائى المعرف بالتماثل مع العلاقة التى على اليسار من (٣٥ جـ) وأبسط أنواع المتغيرات هو متغير يصف رد الفعل لعداد . دعنا نرمز إليه بالرمز D ، ودعنا نتبنى الاصطلاح بأن D تأخذ القيمة $1+$ فى تجربة معينة إذا ما سجل العداد ، والقيمة صفر إذا لم يسجل . المقدار $\mathrm{Av}(D;\rho)$ هو ببساطة إذن الاحتمال بأن العداد سوف يسجل عندما نجرى تجربة على عنصر منفرد من عناصر المجموعة الإحصائية ρ .

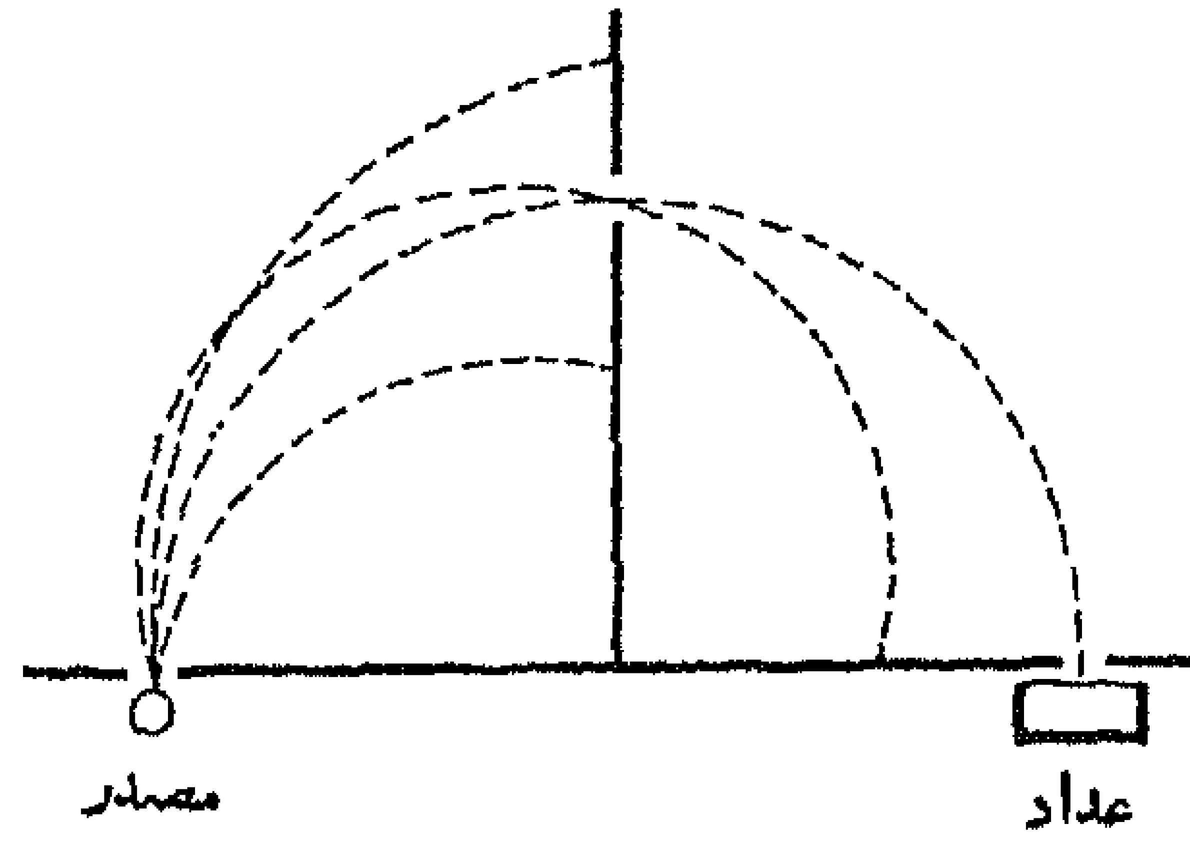


هناك تفاوت مدهش بين العدادات الصغيرة المرتبة من وجهة نظر الفيزيائى النظرى والتى تظهر فى الأشكال التخطيطية فى هذا الفصل . وبين بعض العدادات المستعملة فعلا فى المعمل . هذه الصورة توضح تجميعاً مكوناً من 24 عداد وميضى مركبة من أجل تجربة فى فيزياء الجسيمات الأولية . الطول الجانبى لهذا التجميع حوالى متر واحد . المتألقات البلاستيكية موجودة فى وسط الصورة ، وصمامات المضاعفات الضوئية الإلكترونية موضوعة بتماثل على المحيط . اتجاه حزمة الجسيمات عمودى لمستوى الشكل .
(الصورة بالإذن من *Lawrence Radiabion Laboratory, Berkeley*)

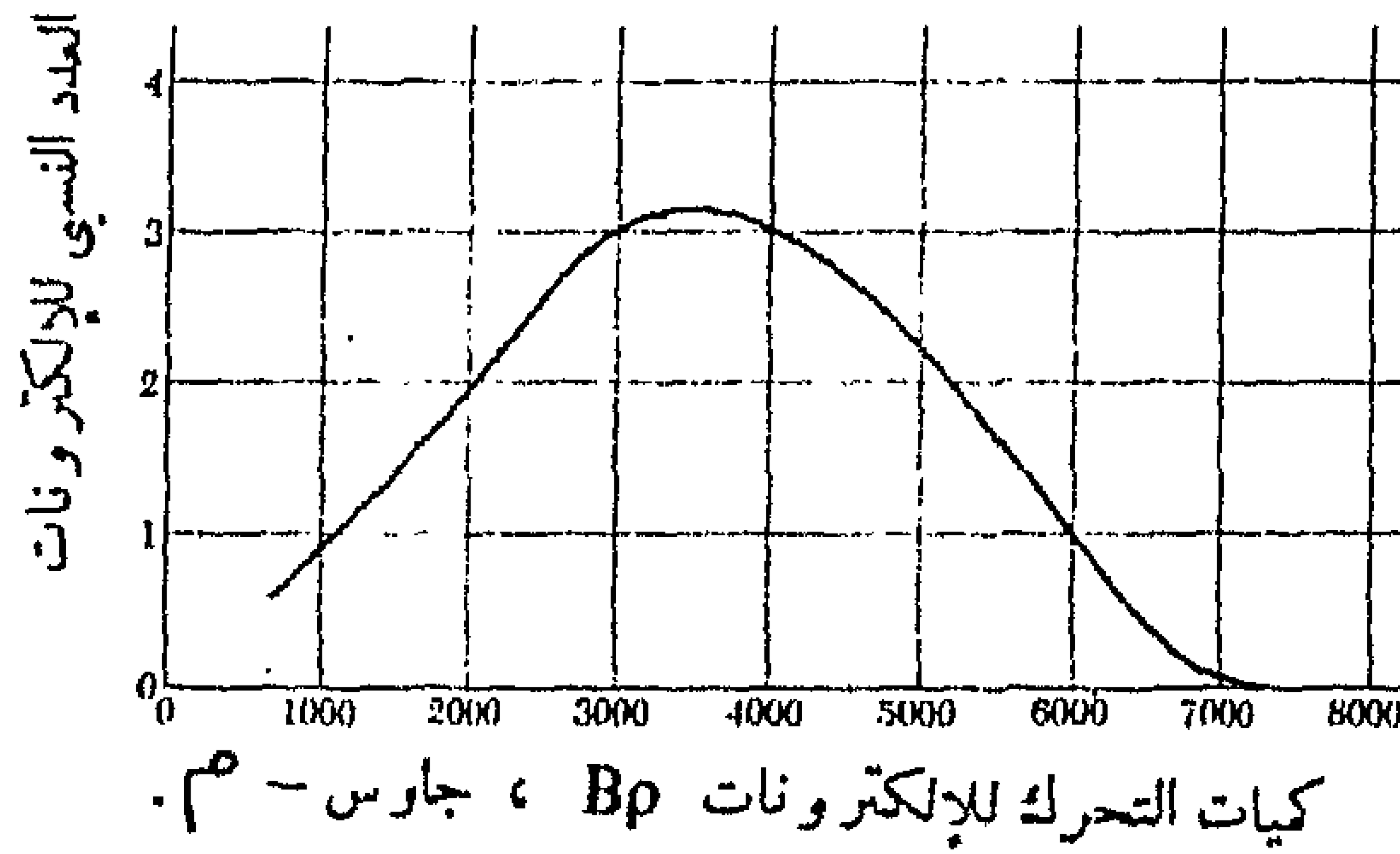
للوهلة الأولى قد يبدو بأن متغير العداد D ليس من نفس نوع المتغيرات مثل كمية التحرك p . من الممكن أن نشعر بأن p تشير إلى النظام ، أى ، الجسيم ، على حين نشير D إلى جهاز القياس . ومع ذلك ، فإننا ينبغى أن ندرك أن كل معلوماتنا عن النظام مستقاة عن طريق ملاحظة رد فعل أجهزة قياس : المتغيرات الذاتية للنظام عبارة عن استخراجات . إذا ما علمنا احتمال قيام أى عداد معين ، موضوعاً بطريقة معينة ، بالتسجيل فإننا سنعرف شيئاً عن طبيعة المجموعة الإحصائية ، أى ، شيئاً عن جسيمات الحزمة . وفى الحقيقة تقاس أحياناً كمية التحرك لجسيمات الحزمة بواسطة عدادات ، كما هو مبين فى شكل (٣٦ أ) .

٣٧ — لنستمر الآن فى مناقشة الموقف المشار إليه فى البند ٢٦ ، عندما يكون لدينا مصباحان فى مصدر ضوئى : مصباح صوديوم ومصباح زئبق . لنعتبر تجربة يكون فيها فقط مصباح الصوديوم فى حالة تشغيل ، ستحتوى الحزمة إذن على « فوتونات صفراء » ينتج المصدر مجموعة إحصائية ρ_1 من الفوتونات، وسنعين لهذه المجموعة القيمة المتوسطة d_1 لمتغير — عدادى معين D :

$$\mathrm{Av}(D;\rho_1) = d_1 \qquad (٣٧ أ)$$



شكل ٣٦ أ لتوضيح مبدأ الجهاز المسمى مطياف بيتا شبه الدائرى . يستعمل الجهاز لقياس التوزيع فى كية التحرك (أو الطاقة) للإلكترونات المنبعثة من تضاؤل بيتا لأنوية غير مستقرة . تنبعث الإلكترونات من المصدر المشع على اليسار ، وتحدد مساراتها فى أو بالقرب من مستوى الصورة . الجهاز موضوع فى مجال مغناطيسى منتظم عمودى على مستوى الشكل ، وبالتالى تصبح المسارات أقواساً دائرية ، أنصاف أقطارها تعتمد على كيات التحرك للإلكترونات . يحتوى الجهاز على عدد من الفتحات موضوعة بحيث أن الإلكترون لا يمكنه الوصول إلى العداد الذى على اليمين إلا إذا كان نصف قطر مساره يقع خلال مدى صغير جداً . بواسطة عد الإلكترونات التى تصل إلى العداد فى وحدة الزمن ولقيم مختلفة من المجال المغناطيسى يمكننا تعيين توزيع كيات التحرك للإلكترونات المنبعثة ، أى ، العدد النسبى للإلكترونات التى تنبعث بكميات تحرك تقع خلال مراحل مختلفة .



شكل ٣٦ ب طيف بيتا لـ P^{32} . يبين المنحنى العدد النسبى للإلكترونات المنبعثة كدالة لكية التحرك . يعبر عن كية التحرك بدلالة المقدار $B\rho$ (بوحدات جاوس — سم) ، حيث ρ هو نصف قطر الانحناء فى المجال B . كية التحرك القصوى عند 7200 جاوس — سم تقابل طاقة الحركة القصوى 1.7 MeV .

من الممكن أن تخرج الإلكترونات بطاقة تتراوح بين صفر إلى الحد الأعلى لأن الطاقة (الحركية) الكلية المنبعثة فى عملية التحلل تقسم (بطريقة عشوائية) بين الإلكترون ، والنواة الوليدة ، ونيوترينو مضاد (anti - neutrino)

بعد ذلك سنعتبر تجربة يكون فيها فقط مصباح الزئبق فى حالة تشغيل . هذا التنظيم يحدد مجموعة إحصائية ρ_2 والمتوسط الجماعى لنفس المتغير – العدادى D يتم الحصول عليه ليكون

$$\mathrm{Av}(D;\rho_2) = d_2 \qquad (\text{٣٧ ب})$$

وسنعتبر أخيراً الحالة عندما يكون المصباحان متزامنى التشغيل . سيعطى المصباحان معاً المجموعة الإحصائية ρ والمتوسط لخاصية أو المتغير D فى هذه الحالة يكون

$$\mathrm{Av}(D;\rho) = d \qquad (\text{٣٧ جـ})$$

نفترض الآن أن المصباح 1 يؤدى إلى فيض n_1 فوتون لكل وحدة زمن فى الحزمة ، وأن المصباح 2 يؤدى إلى فيض n_2 فوتون لكل وحدة فى الحزمة . على ذلك فإن الفيض الكلى فى الحزمة يكون $(n_1 + n_2)$ فوتون لكل وحدة زمن . فى أى تجربة مفردة ليكون الفوتون إما « أصفر » أو « أزرق » ، معتمداً على ما إذا كان الفوتون قادماً من المصباح 1 أم المصباح 2 ، ونستخلص من ذلك أن الاحتمال بأن نجد فوتون « أصفر فى أى تجربة منفردة هو

$$\theta_1 = \frac{n_1}{(n_1 + n_2)} \qquad (\text{٣٧ د})$$

على حين يكون احتمال أن نجد فوتون « أزرق » هو

$$\theta_2 = \frac{n_2}{(n_1 + n_2)} \qquad (\text{٣٧ هـ})$$

ويحقق الرقمان θ_1 و θ_2 الشروط

$$1 \geqq \theta_1 \geqq 0, \qquad 1 \geqq \theta_2 \geqq 0, \qquad \theta_1 + \theta_2 = 1 \qquad (\text{٣٧ و})$$

وذلك نتيجة للتعاريف (٣٧ د) و (٣٧ هـ) الشروط (٣٧ و) تميز الاحتمالات الخاصة بحدثين غير متداخلين يتحتم حدوث أحدهما .

٣٨ – نعتبر الآن تجربة مفردة : بمعنى حدث يشتمل على فوتون واحد . ماذا يمكننا القول عن الاحتمال $d = \mathrm{Av}(D;\rho)$ بأن يسجل العداد الخاص بالمتغير D ؟ الفوتون الذى نحن بصدده إما أن يكون أصفر أو أزرق . الاحتمال بأن يكون أصفر هو θ_1 : فإذا ما كان أصفر فإن الاحتمال بأن يقوم العداد D بالتسجيل هو d_1 . الاحتمال بأن يكون الفوتون أزرق هو θ_2 ، وإذا ما كان أزرقاً ، فإن الاحتمال بأن يقوم العداد D بالتسجيل هو d_2 بما أن الحالتين أصفر – أزرق هما حالتان غير متداخلتين فإننا نستخلص بأن الاحتمال d بأن يسجل العداد D يجب أن يكون

$$d = \theta_1 d_1 + \theta_2 d_2 \qquad (\text{٣٨ أ})$$

أو

$$\mathrm{Av}(D;\rho) = \theta_1\,\mathrm{Av}(D;\rho_1) + \theta_2\,\mathrm{Av}(D;\rho_2) \qquad (\text{٣٨ ب})$$

ومن ذلك نرى أن متوسط D فى المجموعة ρ يعطى بدلالة متوسطى D فى المجموعتين ρ_1 و ρ_2 وبدلالة الاحتمالين θ_1 و θ_2 وهذان الاحتمالان الأخيران يصفان كيفية تكوين المجموعة « الإندماجية » ρ من المجموعتين ρ_1 و ρ_2 وعلى ذلك فهما مقداران مميزان للمصدر « الإندماجى » : فهما لا يعتمدان على المتغير D الذى يصف عداداً معيناً فى حيز المشاهدة . وعلى ذلك فالعلاقة (٣٨ ب) تتحقق لكل متغير عدادى D

ويمكننا القول بصورة عامة أن العلاقة (٣٨ ب) تنطبق على المتوسطات الخاصة بمتغير فيزيائى اختيارى . فإذا رمزنا لمثل هذا المتغير بالرمز Q فيجب إذن أن نحصل على

$$\mathrm{Av}(Q;\rho) = \theta_1\,\mathrm{Av}(Q;\rho_1) + \theta_2\,\mathrm{Av}(Q;\rho_2) \qquad (\text{٣٨ جـ})$$

ويقال أن **المجموعة الإحصائية** ρ **عبارة عن تراكب غير مترابط من المجموعتين** ρ_1 **و** ρ_2 **باحتمالين** θ_1 **و** θ_2 . ويعبر عن هذه الجملة رمزياً بالصورة التالية :

$$\rho = \theta_1\rho_1 + \theta_2\rho_2 \qquad (\text{٣٨ د})$$

ويرجع سبب استخدام الوصف « غير مترابط » إلى أنه يجب علينا أن نميز بحرص بين هذا النوع من التراكب ، وبين **تراكب الموجات** ، الذى تناولناه فى البنود من ٣٦ إلى ٤٦ من الفصل الخامس . سوف يكون لدينا ما نضيفه بصدد هذا التمييز فيما بعد .

٣٩ – من الممكن أن نعمم بوضوح فكرة تراكب مجموعتين لتشمل التراكب غير المترابط لأى عدد محدد من المجاميع . دعنا إذن نأخذ فى الاعتبار المجاميع الإحصائية ρ_k ، حيث $k = 1, 2, 3, \ldots\ldots, n$ دعنا نقرن بكل مجموعة من تلك المجاميع احتمالا θ_k ، بحيث أن الأعداد θ_k تحقق

$$1 \geqq \theta_k \geqq 0, \qquad \sum_{k=1}^{n} \theta_k = 1 \qquad (\text{٣٩ أ})$$

لندع ρ تمثل التراكب غير المترابط لتلك المجاميع باحتمالات θ_k : نعبر عن ذلك رمزياً بـ

$$\rho = \sum_{k=1}^{n} \theta_k \rho_k \qquad (\text{٣٩ ب})$$

هذا يعنى بأن المتوسط لأى متغير فيزيائى Q للمجموعة ρ يعطى بالعلاقة

$$\mathrm{Av}(Q;\rho) = \sum_{k=1}^{n} \theta_k\,\mathrm{Av}(Q;\rho_k) \qquad (\text{٣٩ جـ})$$

سوف نقوم بالافتراض بأنه إذا ما كانت $\rho_1, \rho_2, \rho_3 \ldots, \rho_n$ أى مجموعة من المجاميع الإحصائية الممكنة ، فإن كل تراكب غير مترابط لهذه المجاميع هو أيضاً مجموعة متاحة . هذا الافتراض ليس فيزيائياً ولكنه بالأحرى رياضياً ، ونقوم به لأننا نبغى بأن يتأتى للفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية خاصية أنها **مغلقة تحت التراكب غير المترابط** . هذا يعنى بأنه إذا ما احتوت الفئة أى عدد محدود من المجاميع الإحصائية فإنها تحوى أيضاً كل التراكبات غير المترابطة من هذه المجاميع .

٤٠ – لاحظ بأننا قد تناولنا بالفعل ، فى مناقشتنا فى البنود ٢٧ – ٢٩ ، تراكباً غير مترابط لعدد نهائى من المجاميع الإحصائية المتميزة . لندع $D(\theta)$ تمثل المتغير الذى يصف العداد D فى شكل (٢٧ أ) لزاوية معينة θ . ولندع ρ تمثل المجموعة الإحصائية التى تنتج عن مصدر معين ، على يسار الحائل S_1 . نفترض أن شدة المصادر التى سنتعرض لها ستكون دائماً بحيث أن إلكترون واحد يدخل فى كل ثانية من خلال الفتحة فى S_1 إذا ما عبر عن الشدة $I(\theta)$ التى نشاهدها بواسطة العداد D ،بدلالة عدد من الإلكترونات فى كل ثانية ، فإننا نحصل على

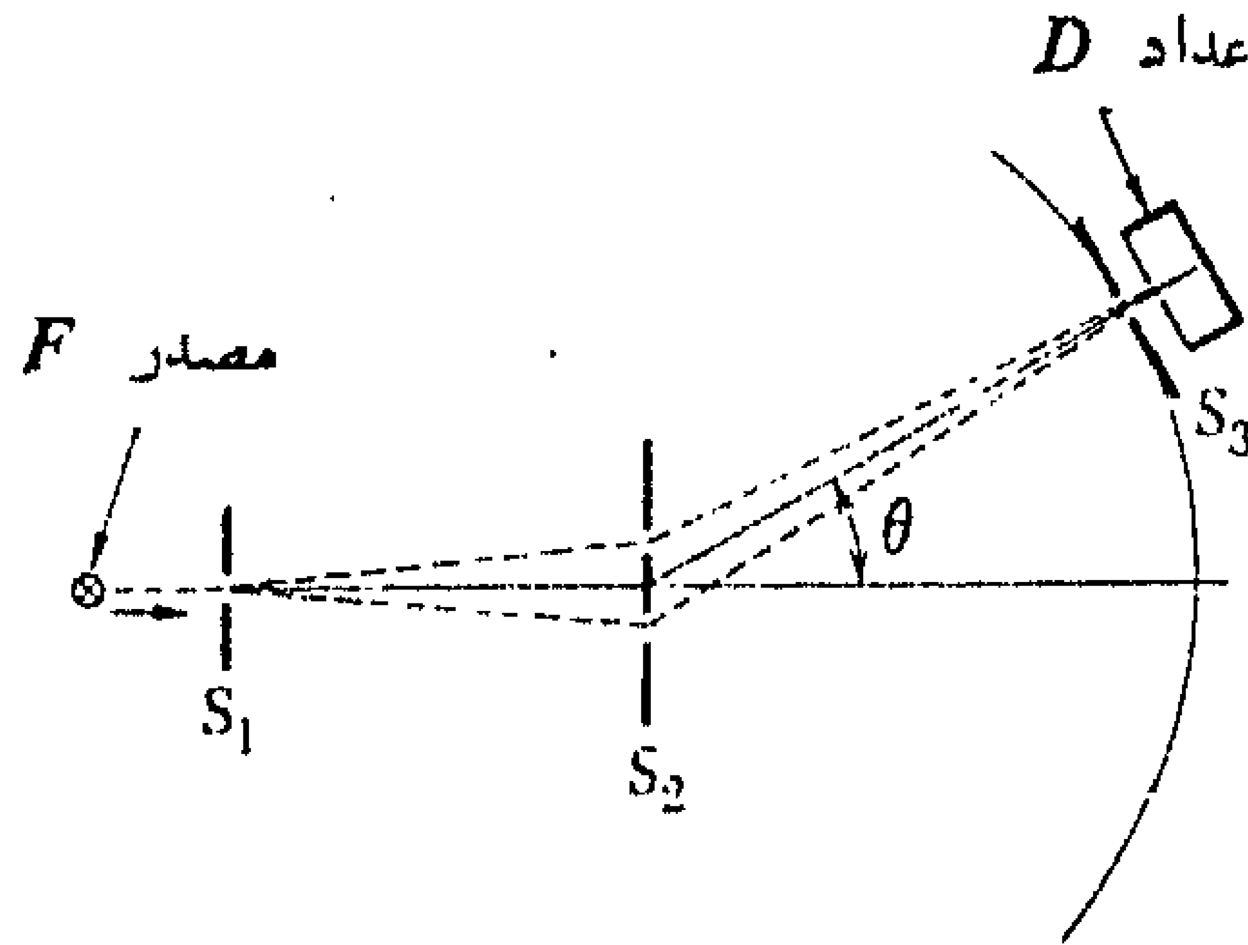
$$\mathrm{Av}[D(\theta);\rho] = I(\theta) \qquad (٤٠ أ)$$

فى مناقشتنا فى البند ٢٧ أخذنا فى الاعتبار أولا الشدة $I(\theta, p)$ لمصدر افتراض ينتج إلكترونات بكمية تحرك p محددة القيمة لدرجة بالغة الجودة . دعنا نرمز إلى المجموعة الإحصائية التى يحددها مثل ذلك المصدر بالرمز $\rho(p)$. إذن نحصل على

$$\mathrm{Av}[D(\theta);\rho(p)] = I(\theta,p) \qquad (٤٠ ب)$$

لقد سبق أن أكدنا أنه إذا ما كان المصدر عبارة عن فتيل ساخن مجهز بالكترود معجل واحد ، فإن الإلكترونات سوف لا تخرج من خلال الفتحة فى S_1 بكمية تحرك جيدة التحديد .على الرغم من ذلك ، فلايوجد ما يمنعنا من تصميم مصدر متقن جداً ، مزود « بمرشحات كمية تحرك ، بحيث تكون كمية تحرك الإلكترونات الخارجة فى أقصى درجات التحديد : يوصف مثل هذا المصدر بالرمز $\rho(p)$ دعنا نرمز إلى المجموعة الإحصائية التى تنتج عن المصدر ذى الفتيل البسيط بالرمز ρ وطبقاً لمناقشتنا فى البند ٢٩ يكون لدينا

$$\mathrm{Av}[D(\theta);\bar{\rho}] = \bar{I}(\theta) = \left(\frac{1}{2q}\right)\int_{p_0-q}^{p_0+q} dp\, Av[D(\theta);\rho(p)] \qquad (٤٠ جـ)$$



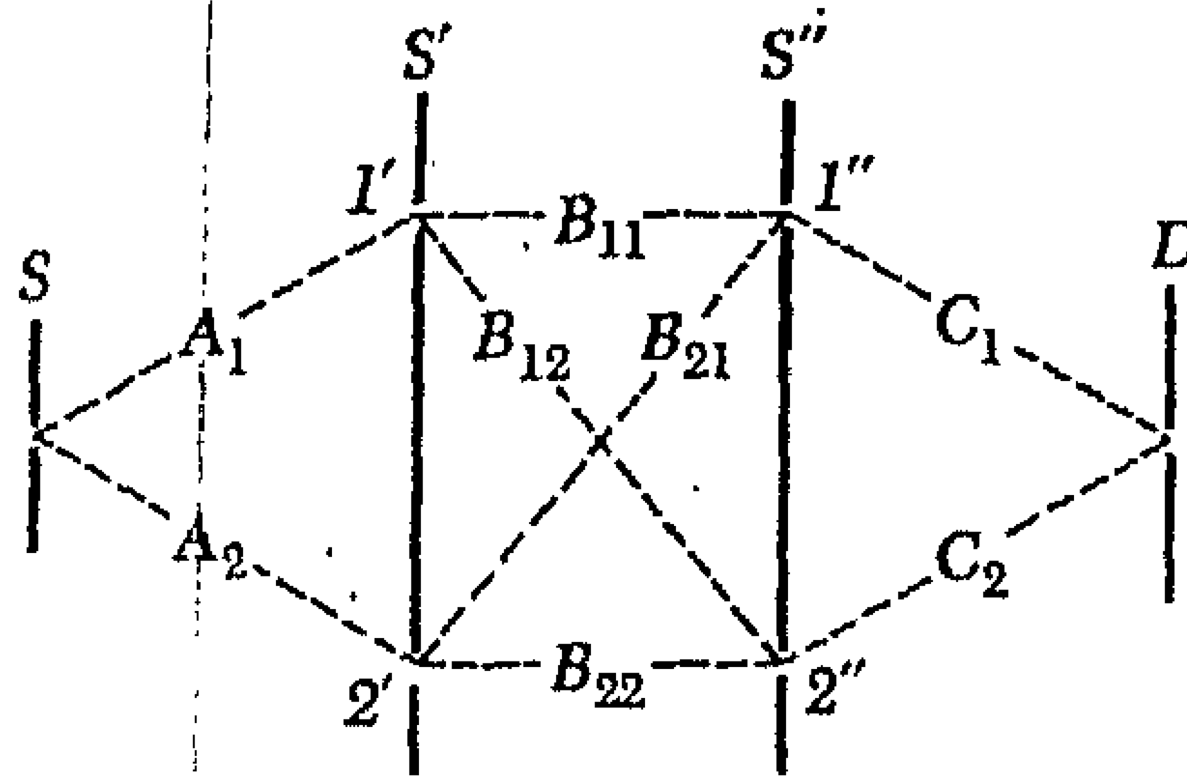
قارن هذه العلاقة بالمعادلة (٣٩ جـ) . من الواضح أن مناقشاتنا فى البند ٢٩ تهدف إلى اعتبار المجموعة الإحصائية ρ ، والتى تناظر مصدر الفتيل الساخن « الواقعى » ، وكأنها تراكب غير مترابط للمصادر المثالية المتعلقة بالمجاميع الإحصائية $\rho(p)$. بمعنى آخر ، بالمضاهاة بالعلاقة (٣٩ ب) ، نحصل على

$$\bar{\rho} = \left(\frac{1}{2q}\right)\int_{p_0-q}^{p_0+q} dp\, \rho(p) \qquad (٤٠ د)$$

٤١ – يمكننا أن نذكر الفرق بين التراكب غير المترابط والتراكب المترابط كما يلي : فى تراكب مترابط نضيف السعات ، على حين أنه فى تراكب غير مترابط نضيف الشدات .

دعنا ندرب أنفسنا على التعامل ملى السعات والشدات فى ميكانيكا الكم . يوضح شكل ٤١ أ تجربة شبه واقعية وهى الفتحة الثنائية المزدوجة (double double — slit) تدخل جسيمات بكمية تحرك على درجة عالية جداً من التحديد من خلال الفتحة الطويلة فى الحائل S ، بمعدل جسيم واحد فى الثانية ، مثلا . نلاحظ فيض تلك الجسيمات خلال الخمس فتحات الأخرى وذلك بوضع عداد خلف الفتحات مباشرة ، فتحة واحدة فى كل مرة . إذا ما كان معدل العد المشاهد هو P من الجسيمات فى الثانية بالنسبة لفتحة معينة فيمكننا القول بأن P هو الاحتمال بأن جسيما داخلا من خلال الفتحة فى S سوف يمر من خلال الفتحة المعنية .

نفترض أن الطول الموجى للجسيم كبير بالمقارنة مع عروض الفتحات ونفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل الفتحات لها نفس العرض . يمكننا إذن الحديث عن السعة (المركبة) للموجة عند فتحة .



شكل ٤١ أ لتوضيح مناقشاتنا فى البنود ٤١ – ٤٣ عن تجربة زوج من ذى الفتحة المزدوجة والتى تعتبر مثالية إلى حد ما . الجسيمات (فوتونات) تدخل من خلال الفتحة فى S نهتم بالاحتمالات بأن تمر الجسيمات من خلال الفتحات الأخرى ، ومن خلال الفتحة فى D على وجه الخصوص . عند كل فتحة يجب ، بالطبع ، أن نضيف السعات ، وليست الشدات ، للموجات التى تصل من الفتحات السابقة . الأعداد المركبة A_m ، B_{mn} و C_m هى سعات الانتقال بين الفتحات . كل الاحتمالات يمكن التعبير عنها بدلالة سعات الانتقال .

٤٢ – دع A_1 يمثل سعة الموجة عند الفتحة $1'$ عندما تكون السعة عند الفتحة التى فى S مساوية للوحدة . بالمثل ، دع A_2 يمثل سعة الموجة عند الفتحة $2'$ إذا ما كانت السعة عند الفتحة التى فى S مساوية للوحدة . دع B_{11} تمثل سعة الموجة عند الفتحة $1''$ عندما تكون السعة عند الفتحة $1'$ مساوية للوحدة ، ولكن السعة

عند الفتحة $2'$ مساوية للصفر . بالمثل ، دع B_{21} تمثل سعة الموجة عند الفتحة $1''$ عندما تكون السعة عند الفتحة $1'$ مساوية للصفر ، ولكن السعة عند الفتحة $2'$ مساوية للوحدة . تمثل C_1 السعة عند الفتحة التى فى الحائل D عندما تكون السعة عند الفتحة $1''$ مساوية للوحدة ، لكن السعة عند الفتحة $2''$ مساوية للصفر . السمات المتبقية يتم تعريفها بطريقة مماثلة . يمكننا تسمية تلك السمات بسمات **الانتقال** لأنها تصف انتشار الموجة بين الفتحات ، من اليسار إلى اليمين . تمثل الخطوط المنقطة فى شكل ٤١ أ هذا الانتشار تمثيلا رمزياً . تخصص سعة انتقال لكل خط منقط ، كما سبق و شرحنا .

سمات الانتقال أعداد مركبة . و تمثل التربيعات المطلقة **احتمالات انتقال** كالتالى . الاحتمال $P_1' = |A_1|^2$ يمثل احتمال أن جسيما ماراً من خلال الفتحة فى S سوف يتم استكشافه فى حينه خلف الفتحة $1'$ يمثل $P_2' = |A_2|^2$ احتمال أن جسيما ماراً من خلال الفتحة فى S يمر أيضاً من خلال الفتحة $2'$. يمثل $P_{12} = |B_{12}|^2$ احتمال أن جسيما ماراً من خلال الفتحة $1'$ يمر أيضاً من خلال الفتحة $2''$. **فى هذه الحالة يجب أن تكون الفتحة $2'$ مغلقة** . للتأكد من أن الجسيم سوف يمر بالفعل من خلال الفتحة $1'$ التربيعات المطلقة لسمات الانتقال الأخرى لها تفسيرات مماثلة . دعنا ندرج كل الاحتمالات الناقلة المقابلة للسمات الثمانى كالآتى :

$$
\begin{array}{ll}
P_1' = |A_1|^2 & P_2' = |A_2|^2 \\
P_{11} = |B_{11}|^2 & P_{12} = |B_{12}|^2 \\
P_{21} = |B_{21}|^2 & P_{22} = |B_{22}|^2 \\
P_1'' = |C_1|^2 & P_2'' = |C_2|^2
\end{array}
\qquad (٤٢ أ)
$$

يجب أن يمعن القارئ التفكير فى الطريقة التى يمكن أن تقاس بها تلك الاحتمالات باستخدام عدادات ، باغلاق بعض الفتحات عند الضرورة .

٤٣ – لنفترض أننا نطرح هذا السؤال : عند فتح كل الفتحات ، ما هو الاحتمال P بأن جسيما داخلا من فتحة الحائل S سيخرج من خلال فتحة الحائل D ؟

دعنا أولا نعطى إجابة طائشة : بما أننا على علم بكل احتمالات الانتقال بين الفتحات يمكننا الحصول على P بدمج تلك الاحتمالات تبعاً لقواعد نظرية الأحتمالات . الاحتمال بأن الجسيم يمر من خلال الفتحة $1''$ يجب أن يكون إذن مساوياً لحاصل جمع الاحتمال بمرور الجسيم من خلال $1''$ ماراً بالفتحة $1'$ والأحتمال بمروره خلال $1''$ ماراً بالفتحة $2'$ أو ، بمعنى آخر مساوياً لـ $(P_1'P_{11} + P_2'P_{21})$ هذا النوع من الاستدلال يقود إلى النتيجة النهائية الخاطئة

$$P = (P_1'P_{11} + P_2'P_{21})P_1'' + (P_1'P_{12} + P_2'P_{22})P_2'' \qquad (٤٣ أ)$$

Wrong!

ما هى الإجابة الصحيحة ؟ إنها تعطى بواسطة

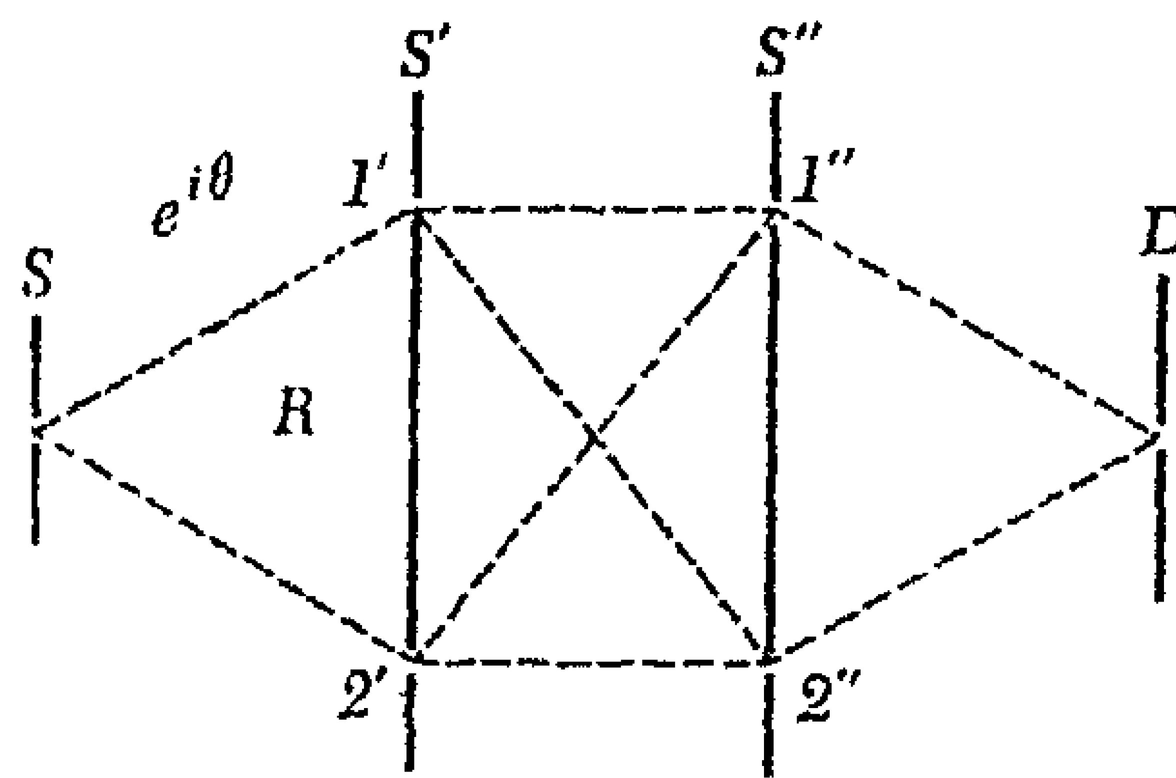
$$P = |(A_1B_{11} + A_2B_{21})C_1 + (A_1B_{12} + A_2B_{22})C_2|^2 \qquad (٤٣ ب)$$

وهذه لا تساوى العلاقة الخاطئة (٤٣ أ) . عند كل فتحة يجب أن نجمع سعات الموجات الواصلة عند الفتحة ، وذلك لأن الموجات يمكن أن تتداخل . المعادلة (٤٣ ب) تعطى الإجابة الصحيحة تبعاً لميكانيكا الكم ، على حين يمكننا اعتبار العلاقة (٤٣ أ) كتوقع يتفق مع نظرية كرة البلياردو الكلاسيكية .

٤٤ – كيف يمكننا الحصول على P إذا ما أعطينا فقط احتمالات الانتقال ، على حين ليست سعات الانتقال من المعطيات ؟ الإجابة : لا يمكننا الحصول على P إطلاقاً . لإيجاد P يجب أن نعرف كل من الأطوار والقيم المطلقة لسعات الانتقال المركبة ، على حين أن احتمالات الانتقال فقط تعلمنا عن قيمها المطلقة .

لنستمر فى مناقشة المغالطة المنطقية فى حجة « دمج الاحتمالات » والتى قادتنا إلى التنبؤ الخاطئ (٤٣ أ) لنأخذ فى الاعتبار المقدار P'_1P_{11} ماذا يمثل ؟ إنه يمثل الاحتمال بأن جسيماً داخلاً من خلال الفتحة فى S يمر من خلال الفتحة $1'$ **عندما تكون الفتحة $2'$ مغلقة** . بالمثل مثل P'_2P_{21} الاحتمال بأن جسيماً داخلاً خلال الفتحة فى S يمر من خلال الفتحة $1''$ عندما تكون الفتحة $1'$ مغلقة . إذا ما كانت الفتحتان $1'$ و $2'$ مفتوحتين فإن الاحتمال بأن جسيماً داخلاً من خلال الفتحة فى S يمر من خلال الفتحة $1''$ لا يعطى بالمجموع $(P'_1P_{11} + P'_2P_{21})$ الموجات الواصلة عند الفتحة $1''$ من الفتحات $1'$ و $2'$ موجات مترابطة مع بعضها البعض ، ويجب علينا إذن فى هذه الحالة إضافة السعات وليس الشدات .

٤٥ – نأخذ فى الاعتبار الترتيب المعدل تعديلاً طفيفاً والمبين فى شكل ٤٥ أ . ندخل مؤخر الطور R فى مسار الموجة التى تمر من الفتحة S إلى الفتحة $1'$ ، فيما عدا ذلك يكون الترتيب مطابقاً لما فى شكل ٤١ أ التأثير الوحيد لمؤخر الطور هو إبدال السعة A_1 بالسعة $A_1e^{i\theta}$ المؤخر الطورى يؤخر الطور بالمقدار θ ، ولكنه لا يؤثر على سعة الموجة . إذا ما أجريت التجربة باستخدام الضوء فإننا يمكننا استخدام شرائح زجاجية كمؤخرات طورية .



شكل ٤٥ أ يوضح هذا الشكل تعديلاً فى تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة المبينة فى شكل (٤١ أ) . مؤخر طورى R قد تم وضعه أمام الفتحة $1'$. هذا المؤخر يغير السعة المركبة للموجة المارة خلاله بالعامل $e^{i\theta}$. نظرية التجربة المبينة فى شكل (٤١ أ) تنطبق أيضاً هنا ، بشرط أن نستبدل سعة الانتقال A_1 بالمقدار $A_1e^{i\theta}$

دع $P(0)$ ليكون الاحتمال بأن جسيماً داخلاً من خلال الفتحة عند S يخرج من خلال الفتحة عند D (مع كل الفتحات الأخرى مفتوحة) . تبعاً للعلاقة (٤٣ ب) نحصل على

$$P(\theta) = |A_1 e^{i\theta}(B_{11}C_1 + B_{12}C_2) + A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2$$
$$= |A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2$$
$$+ U\cos\theta + V\sin\theta \qquad (\text{٤٥ أ})$$

حيث

$$U = A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)A_2^*(B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*)$$
$$+ A_1^*(B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*)A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2) \qquad (\text{٤٥ ب})$$

و

$$V = i\,[A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)A_2^*(B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*)$$
$$- A_1^*(B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*)A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)] \qquad (\text{٤٥ جـ})$$

كما ينبغي للقارئ أن يقنع نفسه.

يمكننا إعادة كتابة العلاقة $P(\theta)$ على الهيئة

$$P(\theta) = \tfrac{1}{2}[P(0) + P(\pi)] + \tfrac{1}{2}[P(0) - P(\pi)]\cos\theta$$
$$+ \tfrac{1}{2}[2P(\pi/2) - P(0) - P(\pi)]\sin\theta \qquad (\text{٤٥ د})$$

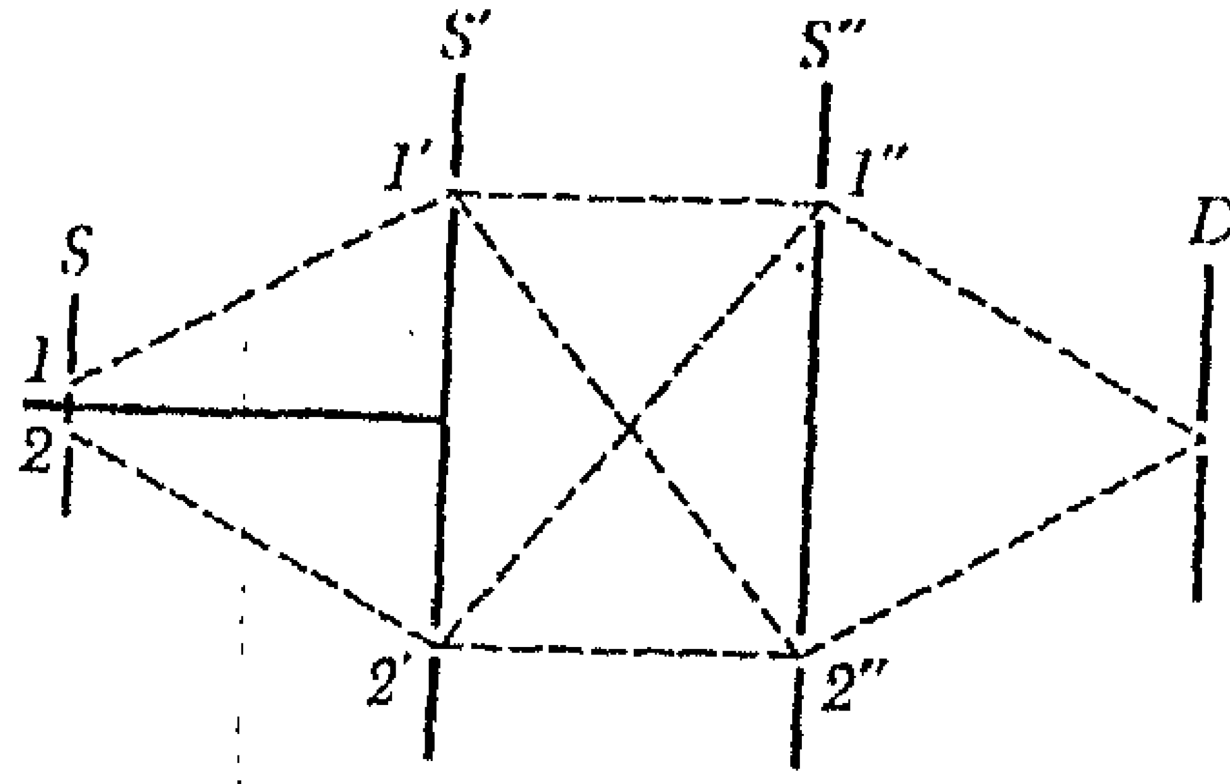
الأمر الذى يعنى أن $P(\theta)$ ، كدالة لـ θ ، تعين إفرادياً بقيمها بالنسبة للزوايا الثلاث $\theta = 0$ ، $\pi/2$ و π

٤٦ – نعتبر بعد ذلك الترتيب المبين فى شكل (٤٦ أ) لدينا الآن مصدران منفصلان 1 و 2 ، « يضيئان » الفتحتين $1'$ و $2'$ بالنسبة لكل الاعتبارات الأخرى فالحالة مماثلة لما فى شكل (٤١ أ) . لنفترض أن المصدرين متساويين فى الشدة .

ما هو الاحتمال P_i بأن جسيماً ماراً بالفتحة فى S يمر من خلال الفتحة فى D ؟ من الواضح بأنه يعطى بـ

$$P_i = \tfrac{1}{2}|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + \tfrac{1}{2}|A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 \qquad (\text{٤٦ أ})$$

فى هذه الحالة يجب أن نضيف الشدات الناتجة عن كل مصدر على حده عند الفتحة فى D وذلك للحصول على الشدة الناتجة عندما يعمل المصدران معاً . العلاقة $|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2$ هى الاحتمال بأن جسيماً من المصدر 1 يمر من خلال الفتحة فى D ، والعلاقة $|A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2$ هى الاحتمال بأن جسيماً من المصدر 2 يمر من خلال الفتحة فى D . كل جسيم مار من خلال الفتحة فى D أما أن يكون قادماً من المصدر 1 أو من المصدر 2 ، وذلك باحتمالين متساويين : ويفسر ذلك وجود المعامل $\frac{1}{2}$ فى العلاقة (٤٦ أ) .



شكل ٤٦ أ فى هذا التعديل لتجربة الفتحة الثنائية المزدوجة المبينة فى شكل ٤١ أ الفتحتان $1'$ و $2'$ مضاءتان بمصدرين مستقلين لهما نفس الشدة . الموجات الصادرة من المصدرين موجات غير مترابطة ، والشدة عند أى فتحة معينة والناتجة عن المصدرين عند تشغيلهما هى حاصل جمع الشدات اللاتى يجب أن نشاهدها عندما يكون مصدر واحد فى حالة تشغيل عند وقت ما . هناك علاقة مشوقة بين التجربة المبينة بعاليه والتجربة المبينة فى شكل ٤٥ أ . أى شدة مقاسة فى التجربة الحالية تكون عبارة عن متوسط على زاوية الطور θ للشدة المقابلة والمقاسة فى الترتيب المبين فى شكل ٤٥ أ . يعبر عن هذه الحقيقة أحياناً بالقول بأن مصدرين غير مترابطين ينبعث منهما موجات بطور نسبى عشوائى .

٤٧ — دعنا نطرح بعض الأسئلة الإضافية الأخرى ، فيما يتعلق بالشكلين ٤٥ أو ٤٦ أ . دعنا نعتبر الحائل S' ، وكل شئ على يساره ، كأنه المصدر . يعرض شكلى ٤٥ أو ٤٦ أ نفس التجربة والتى أجريت بمصدرين مختلفين . يمكننا أن نسأل : بالنسبة للوضع المبين فى شكل ٤٥ أ ما هو الاحتمال $P'(\theta)$ بأن جسيما قادماً من خلال الحائل S' سوف يمر من خلال الفتحة فى الحائل D ؟ بما أن كل جسيم قادم من خلال الفتحة فى D يتحتم مروره من خلال الحائل S' يترتب على ذلك أن $P'(\theta)$ يجب أن تساوى نسبة الاحتمال $P(\theta)$ المعطى بالعلاقة (٤٥ أ) ، إلى الاحتمال بأن جسيما قادماً من خلال الفتحة فى S يمر من خلال S' . من الواضح بأن هذا الاحتمال الأخير يساوى $[|A_1|^2 + |A_2|^2]$ وبذلك نحصل على

$$P'(\theta) = [|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 + U\cos\theta + V\sin\theta][|A_1|^2 + |A_2|^2]^{-1} \qquad (\text{٤٧ أ})$$

والتى يمكن كتابتها أيضاً

$$P'(\theta) = \tfrac{1}{2}[P'(0) + P'(\pi)] + \tfrac{1}{2}[P'(0) - P'(\pi)]\cos\theta + \tfrac{1}{2}[2P'(\pi/2) - P'(0) - P'(\pi)]\sin\theta \qquad (\text{٤٧ ب})$$

بالمثل يمكننا أن نسأل : بالنسبة للحالة المبينة فى شكل ٤٦ أ ، ما هو الاحتمال P'_i بأن جسيما قادماً من خلال الحائل S' سوف يمر أيضاً من خلال الفتحة فى D ؟ نرى بسهولة أن

$$P'_i = [|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2][|A_1|^2 + |A_2|^2]^{-1} \qquad (\text{٤٧ جـ})$$

بمقارنة العلاقة (٤٧ جـ) بالعلاقة (٤٧ أ) نلاحظ حقيقة مشوقة : إذا ما أخذنا متوسط $P'(\theta)$ على مدى الزوايا θ بين 0 و 2π نحصل على P'_1 أى

$$P'_1 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\theta\ P'(\theta) \qquad (٤٧\ د)$$

فى الواقع ليس من اللازم أخذ المتوسط على مدى كل الزوايا . لدينا أيضاً

$$P'_1 = \tfrac{1}{2}[P'(0) + P'(\pi)] \qquad (٤٧\ هـ)$$

يمكننا إذن اعتبار المجموعة الإحصائية المحددة بالمصدر المبين بالشكل ٤٦ أ (الحائل S' ، وكل شيء على يسار S' ، هو المصدر) كتراكب غير مترابط لإثنتين ، أو عدد نهائى من المجاميع الإحصائية المحددة بالمصادر المبينة بشكل ٤٥ أ ، حيث يتم اعتبار θ كبارامتر متغير . (القيم المختلفة من θ تعنى مصادر مختلفة) .

٤٨ – توضح النتيجة (٤٧ د) مبدأ عاماً يتعلق بتراكب غير مترابط . إذا كان لدينا مصدران غير مترابطين فإننا نعتبرهما أولا مترابطين ونضيف سعات الموجات من المصدرين ، ولكن بمعامل طور نسبى متغير $e^{i\theta}$ نحسب أى « شدة » مرغوبة $I(\theta)$ ، كدالة لـ θ ، وأخيراً نوجد المتوسط لـ $I(\theta)$ على مدى الزوايا θ من صفر إلى 2π المتوسط الناتج ، $\bar{I}$ ، هو المتوسط الملائم عندما يكون المصدرين غير مترابطين . مصدران بطور نسبى عشوائى يكونان غير مترابطين .

٤٩ – بعد تلك التمارين على السعات ، الشدات والاحتمالات ، دعنا نمض فى مناقشتنا المنهجية على المجاميع الإحصائية . من الواضح أن الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية تشتمل على فئتين دنيتين : تلك المجموعات التى يمكن اعتبارها كتراكب غير مترابط لاثنين أو أكثر من مجاميع إحصائية متميزة أخرى ، وأيضاً تلك المجموعات التى لا يمكن اعتبارها بمثل هذا التراكب . المجموعات التى لا يمكن اعتبارها كتراكبات غير مترابطة لمجاميع أخرى تسمى **بالمجاميع النقية أو حالات نقية** : النوع الآخر من المجموعات يسمى **بالمجموعات الخليطة ، أو مخاليط إحصائية** .

اعتبر الآن مجموعة خليطة . نعلم أن مثل هذه المجموعة هى فى الحقيقة تراكب غير مترابط لمجاميع أخرى . هل من الصحيح أيضاً أن مجموعة خليطة يمكن اعتبارها على أنها تراكب غير مترابط لمجموعات نقية ؟ هذا السؤال فى الحقيقة هو سؤال عن طبيعة الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية الممكن تحقيقها فيزيائياً . من الممكن حقيقة أن تتوافر الحالة التى تكون فيها الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية الممكن تحقيقها فيزيائياً غير محتوية على أية حالات نقية ، فى تلك الحالة يجب أن تكون الإجابة على سؤالنا بالنفى . من ناحية أخرى ، يمكننا اعتبار المجموعات النقية كحالات نهائية لمجموعات خليطة ، وعلى ذلك يمكننا تكبير الفئة من كل المجاميع الإحصائية لتشمل ليس فقط المجاميع الإحصائية التى يمكن تحقيقها فيزيائياً ولكن أيضاً كل الحالات النهائية لتلك المجاميع . إذا ما قمنا بإجراء هذه العملية الرياضية الخالصة ، الأمر الذى سنقوم به بالفعل ، فمن الممكن أن نتوقع بديهياً أن فئتنا المكبرة من المجاميع الإحصائية سوف يكون لها خاصية أن كل مجموعة إحصائية تكون إما مجموعة نقية أو تراكب غير مترابط من المجاميع النقية .

وسوف نصيغ هذا الافتراض المعقول على الصورة التالية ويعتبر مثالياً كافتراض فيزيائى : نتصور بأنه حقيقة فى الإمكان وجود كل المجاميع النقية واعتبار كل المجاميع الإحصائية الأخرى كخاليط إحصائية من تلك المجاميع النقية . ومن المحتمل عملياً بألا نتمكن من تحقيق نموذج لحالة النقية ، ولكن ليس هناك ما يمنعنا من الاقتراب من هذا النموذج اقتراباً اختيارياً .

هل من الممكن من حيث المبدأ التكهن بنتيجة كل قياس ؟

٥٠ — من الواضح بديهياً أننا نعرف أكثر عن عناصر مجموعة نقية بالمقارنة بمعرفتنا عن عناصر مجموعة خليطة . اعتبر مثلا ، مثالنا عن المصدر الضوئى المكون من مصباحين . من الواضح بأننا أقل علماً بخواص الفوتونات الفردية الخارجة من المصدر عند تشغيل المصباحين بالمقارنة بحالة تشغيل مصباح واحد : على وجه الخصوص نعلم أقل عن ألوان الفوتونات .

لكى يتم إعداد مجموعة نقية يجب أن يكون لدينا تحكم محكم فى مرحلة التحضير : يجب أن نتمكن من إخماد كل مصادر التقلبات الإحصائية التى يمكن من حيث المبدأ إخمادها .

يجب أن يكون من الواضح الآن أنه عند إجرائنا لقياسات فمن المرغوب فيه أن نحاول ترتيب مرحلة التحضير بالطريقة التى تنتج عنها المجموعة الإحصائية بأكبر درجة نقاء ممكنة تقنياً . بالقيام بذلك فإننا نقلل من الانتشار الإحصائى فى نتائجنا ، الأمر الذى يعنى بأننا نزيد من دقة النتائج . بالإضافة إلى ذلك يمكننا القول بأن التفسير النظرى للنتائج العملية يكون أبسط وبصورة أكثر قطعية بالنسبة لمجموعة نقية عنه بالنسبة لمجموعة خليطة . بالنسبة لمجموعة نقية يمكننا دراسة تصرف نظام أحسن ظروف ممكنة . غير مشوش « بلغط » يمكن تفاديه .

٥١ — يبرز الآن تساؤل أساسى . هل تتميز الحالات النقية بالانعدام الكامل للانتشار الإحصائى فى كل المتغيرات الفيزيائية ؟ بعبارة أخرى : هل الحالات نقية إلى درجة : يمكن معها التنبؤ بدقة بنتيجة كل قياس ؟

يجب أن نفهم بوضوح أن هذا التساؤل هو تساؤل حول طبيعة دنيانا والذى يمكن الإجابة عليه فقط على أساس من الدراسات المعملية المنطق البحث البحث لا يدلنا عن شئ حول كونية الإجابة .

النظريات الفيزيائية الكلاسيكية مبنية على الافتراض بأن الإجابة على هذا التساؤل هى بالإيجاب . ميكانيكا الكم هى نظرية مبنية على الافتراض بأن الإجابة على هذا التساؤل هى بالنفى . (لكى نتحاشى سوء الفهم يجب أن نقرر هنا أن ميكانيكا الكم هى مجرد واحدة من نظريات يمكن إدراكها والتى تجيب على هذا التساؤل بالنفى) . عند تقبلنا لميكانيكا الكم كنظرية لنا فإننا بذلك ندخل عدم تحديد فى وصفنا للطبيعة بالمفهوم الدقيق بأنه مهما كانت كيفية تحضيرنا لمجموعة إحصائية نقية فسوف يكون هناك دائماً قياس ناتج لا يمكن التنبؤ به فى أى حالة معينة . (يعتمد القياس الذى لا يمكن التنبؤ به على المجموعة الإحصائية) هذا لا يعنى بأن ميكانيكا الكم « فوضوية وغامضة » . النظرية هى نظرية محددة جداً والتى بواسطتها يمكن إعطاء بيانات كمية دقيقة عن **الاحتمالات** ، أو عن القيم **المتوسطة** لمتغيرات فيزيائية .

٥٢ – من طبيعة التساؤل الذى طرحناه أنه لا توجد مجموعة مفردة من التجارب يمكن أن تحدد نهائياً ماهية الإجابة . حينما نتعرض لظاهرة ما نكون فيها ميالين إلى الإجابة على تساؤلنا بالنفى ، فمن الممكن دائماً أن نحاول إنقاذ الموقف بالجدل بأنه إذا ما اجريت القياسات « بطريقة أفضل » ، فإن الاستنتاجات ستكون مختلفة . بمعنى آخر : من الممكن دائماً الجدل بأن عدم التحديد ينشأ فقط من واقع أن الترتيبات المعملية لىست أفضل ما يمكن الوصول إليه . هذا النوع من الجدل يصعب رفضه بمفهوم مطلق . من جهة أخرى ، فمن العدل أن نسأل الشخص الذى يجادل لصالح نظرية طبيعية للتعيين المحدد ، بالمفهوم الكلاسيكى ، بأن يبين بوضوح الكيفية التى ستجرى بها القياسات بحيث تختفى خاصية عدم التحديد التى يميز ميكانيكا الكم .

الحجة فى صالح الإجابة بالنفى ذات وجهين . أول ذى بدئ ، التحليل المفصل لتشكيلة كبيرة من التجارب ، والتى نأخذ فى اعتبارنا لها خواص مشاهدة لجسيات ، يبدو دائماً أنه يصل بنا إلى القرار بأن الإجابة يجب أن تكون بالنفى . ثانياً ، هنالك الحقيقة بأن كل التنبؤات الخاصة بالنظرية الميكانيكية الكمية ، والتى بالنسبة لها تعتبر الإجابة بالنفى حجر زاوية . تبدو فى توافق رائع مع كل الحقائق المشاهدة : افتراض النفى كإجابة لا يبدو أنه يقودنا إلى أى تعارض مع الخبرة .

٥٣ – فى الفصلين ٤ و ٥ قدمنا بالفعل دليلا مقنعاً جداً بأن الإجابة يجب أن تكون بالنفى . الجسيات الحقيقية الموجودة فى الطبيعة تنتشر فى الفراغ مثل الموجات . تقسم الموجات بواسطة مرايا نصف مفضضة وبواسطة فتحات مزدوجة ، وتحيد عموماً بواسطة أى عائق . من ناحية أخرى ، إذا ما بحثنا عن الجسيم بواسطة خلية ضوئية . أو أى نوع آخر من المكشفات الجسيمية ، فسوف لا نجد أبداً أقسام أو أجزاء فوتونات » أو « أجزاء إلكترونات » لكى نصف كل هذه الظواهر بتطابق نجد أنفسنا مجبرين على استخدام تفسير احتمالى لشدة الموجة . الكميات التى تتناسب مع التربيع المطلق للدالة الموجية يجب أن تمثل احتمالات . من الممكن فقط أن نعلن احتمال أن يسجل عداد ، ولكننا لا يمكن أبداً أن نرتب بحيث نكون متأكدين من رد فعل كل عداد فى كل تجربة مفردة .

نأخذ فى الاعتبار مثلا ، تجربة الفتحة المزدوجة ، إذا ما أردنا التأكد من كية التحرك للحزمة الساقطة فيجب أن نرتب الأشياء بحيث تكون كية التحرك للجسيات الساقطة على درجة متناهية من التحديد . عندما تسقط مثل هذه الحزمة على حائل ذى فتحتين فسوف نلاحظ النمط الحيودى المميز للفتحتين . هذا النمط يمكن أن يحدث فقط إذا ما كانت كلتا الفتحتين مفتوحتين ، بمعنى ، فقط إذا ما مر الجسيم من خلال كلتا الفتحتين . على الرغم من ذلك ، إذا ما حاولنا الإمساك بالجسيم بواسطة عداد موضوع خلف إحدى الفتحتين فإننا لا نعد نصف الجسيم ، ولكن كليته . من الممكن أن يسجل ، أو لا يسجل ، العداد فى أى تجربة مفردة ، ولا نعرف مسبقاً ما سيحدث بالتأكيد : يمكننا فقط أن نعلن عن الاحتمال بأن يسجل العداد وقد يعمد القارئ إلى القول : حسنا ، ذلك فقط بسبب أن المجموعة الإحصائية ليست نقية . لكن ، ماذا يقترح القارئ علينا إجراؤه لكى نجعل المجموعة أكثر نقاء ؟

٥٤ – من الواضح أن النقسة الجوهرية هى هل فى الإمكان وصف جسيم بطريقة أخرى أكثر تفصيلا عما يكون وصفه به بدلالة النظرية الموجبة . إذا كان الوصف الموجى صحيحاً ، وبالإضافة إلى ذلك ، إذا

كانت الجسيمات تمتلك خاصية عدم الانقسام بحيث لا يمكننا أبداً الكشف عن « أجزاء جسيمات » ، فإنه يبدو حينئذ أنه ليس هناك مناص من التفسير الاحتمالى للشدات . دعنا نسترجع مناقشتنا لعلاقات اللاتيقنية فى بداية هذا الفصل . إذا ما كان لكمية التحرك لجسيم أن تكون معلومة بدقة فمن المحتم وصف الجسيم بموجة منتشرة فى الفراغ ، ولكن فى هذه الحالة لا يمكن أن يكون موضع مكان الجسيم معلوم بدقة . انتشار إحصائى صغير فى قياسات كمية التحرك يعنى انتشاراً إحصائياً كبيراً فى قياسات موضع المكان ، وطالما تقبلنا الوصف الموجى . بالتفسير الاحتمالى للشدات فليس هنالك من وسيلة قط للتغلب على علاقة عدم التيقن . من ناحية أخرى ، لا توجد أية نتائج معملية من الممكن أن توحى بإمكانية وصف جسيم أكثر تفصيلا عما يتيحه الوصف الموجى له : لا يوجد على الإطلاق أى دليل عن أية « متغيرات خفية » .

أدت تلك الاعتبارات إلى الافتراض الأساسى التالى لميكانيكا الكم : الحالات النقية لجسيم يعبر عنها بموجات . **مجموعة إحصائية من حالات جسيم واحد تكون نقيه إذا – وفقط إذا – ما كان كل عنصر من المجموعة موصوفاً بنفس الدالة الموجبة** . عندما نتمكن من تقرير دالة موجبة لتصف كل الجسيمات الخاصة بمجموعة أحصائية فذلك يعنى أننا قد وصلنا إلى **أعلى درجات التحكم الممكنة** فى المصدر . لا يوجد شئ أنقى من موجة محددة .

٥٥ – من المشوق مقارنة بعض أوجه عالم الخيال الكلاسيكى مع دنيانا الواقعية . نمفاهيم المجاميع الإحصائية ، المخاليط الإحصائية والحالات النقية ليست بالغريبة قطعاً بالنسبة للفيزياء الكلاسيكية . وردت فكرة المجموعة الإحصائية بالفعل فى الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية قبل اكتشاف ميكانيكا الكم بكثير . إن جزءاً كبيراً من مناقشتنا عن عملية القياس يبقى قابلا للتطبيق فى إطار وصف كلاسيكى . تنشأ حالة نقية إذن عندما يكون لدينا تحكم متقن فى مرحلة التحضير ، على حين ينشأ المخلوط الإحصائى عندما يكون تحكمنا أقل من المتقن . يتركز الفارق الحاسم بين الوصف الكلاسيكى والوصف الميكانيكى الكمى فى طبيعة الحالة النقية . وتبعاً للأفكار الكلاسيكية فإن لحالة نقية خاصية أن نتيجة كل قياس مفرد مى الممكن التكهن بها بالضبط .إذا ما عد عداد معين فى تجربة مفردة معينة . فإنه سوف يعد يعد فى كل تجربة قادمة بنفس القدر . وفى كل مرة يتم فيها إعادة التجربة تحدث انفس الأحداث التى تم حدوثها من قبل . بالنسبة لحالة نقية لا يوجد انتشار إحصائى فى أى من المتغيرات الفيزيائية .

أقر الفيزيائيون منذ زمن طويل ، وقبل تقديم ميكانيكا الكم بكثير ، بأنه لا يمكن عملياً التنبؤ بالأحداث فى دنيانا العيانية بدقة غير محدودة . الضوضاء الحرارية وأنواع أخرى كثيرة من « الا ضطرابات» والتى لا يوجد لدينا تحكم فيها موجودة باستمرار . وفى الأوضاع العيانية تلك المسببات فى اللاتيقنية فى قيمة متغير فيزيائى تخفى نهائياً اللاتيقنية الميكانيكية الكمية المميزة . اعتقاد الفيزيائيين الكلاسيكيين بأن الحالات النقية تتميز بالا ختفاء الكامل للانتشار الإحصائى فى المتغير ات لم يوضع أبداً تحت الاختبار الحاسم فى الأوضاع العيانية ، وهذا يفسر سبب استمرار هذا الاعتقاد لأمد طويل .

٥٦ – الاعتراف بالطبيعة الاحتمالية لكل التنبؤات ، حتى فى حالة المجموعة الإحصائية النقية ، كان خطوة هامة فى تطوير النظريات الفيزيائية . وعندما نسترجع التاريخ المبكر لفيزياء الكم يمكننا

تقدير المصاعب الفكرية التى واجهت الفيزيائيين قبل ظهور الوصف الاحتمالى . وقد كان اكتشاف أن الضوء يمكنه أن يظهر كلا من الخواص الموجية والخواص الجسيمية اكتشافاً محيراً . هــذه « الإزدواجية » ، كما عرفت فى ذلك الحين ، من الممكن تفهمها بسهولة الآن تبعاً لما تدارسناه فى الفصل الرابع ، ولكن فى الأيام الأولى لفيزياء الكم كان الوضع مختلفاً . لم تستحوذ على تفكير أى شخص فكرة تأويل مربع السعة الموجية بدلالة احتمالات ، وبدون هذه الفكرة ، وهى خروج جذرى عن الأفكار الكلاسيكية ، لا يمكن تفهم « إزدواجية » الضوء .

أن يوجد حد مبدئى لقدرتنا على تنبؤ أحداث مقبلة اعتبر بواسطة الكثير ، وخاصة من غير الفيزيائيين ذوى الفكر الفلسفى على أنه فكرة فائق التعمق والثورية . ومن حتمية الأمور ، أن كماً هائلا من الهراء قد تمت كتابته فى هذا الصدد (وحول علاقة عدم التيقن) واستنتج المؤلفون كل أنواع الاستنتاجات التى يصعب تصورها أو تصديقها حول مغزى ميكانيكا الكم بالنسبة للعلاقات الأنسانية بصفة عامة .

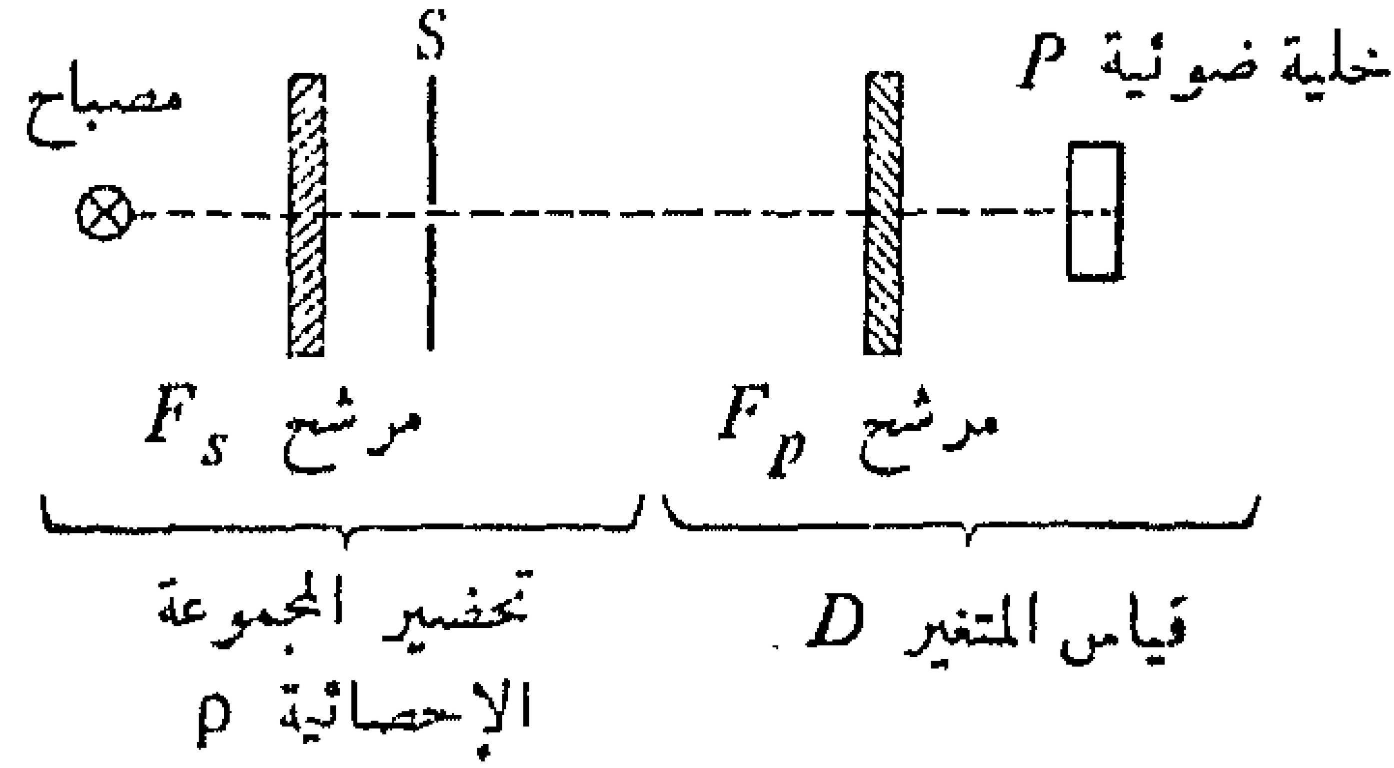
لا ينكر المؤلف بأن التساؤل عن التنبؤ مقابل عدم التنبؤ يعتبر من التساؤلات المشوقة من حيث المبدأ ، وبأنه موضوع شرعى للتأملات الفلسفية . على الرغم من ذلك ، فإن المؤلف يرغب فى ذكر أن الفيزيائيين المحترفين الحاليين يبدون وكأنهم يعطون اهتماماً ضئيلا جدا لهذه المشكلة . لا يمكن للمؤلف استرجاع مناقشة مائدة غذاء واحدة تم فيها ذكر هذه المشكلة .

(مناقشات مائدة الغذاء تجوب فيما عدا ذلك بكل التساؤلات التى تشغل فكرة الفيزيائيين) . أنه ، فى الحقيقة ، من الإنصاف أن نقول بأن الفيزيائيين يفكرون قليلا جداً حول نظرية القياسات فى ميكانيكا الكم ، فيما عدا تدريسهم لمقرر تمهيدى فى الموضوع .

الضوء المستقطب وغير المستقطب

٥٧ — دراسة استقطاب الضوء من الممكن أن تعطينا مثالا دقيقاً للتفرقة بين حالة نقية وبين مخلوط إحصائى فى نطاق ميكانيكا الكم . لنتدبر الترتيب المعملى الموضح فى شكل ٥٧ أ . فوتونات أحادية اللون تقريباً بتردد ω تمر من خلال مرشح استقطاب F_s ، وتخرج من المصدر من خلال الفتحة فى الحائل S . عملية تحضير المجموعة الإحصائية إذن تحدث على يسار S . تدرس الفوتونات الخارجة بواسطة خلية ضوئية P ، مجهزة بمرشح استقطاب F_p والمرشح مع الخلية الضوئية يتم اعتبارها كجهاز قياسى واحد يوصف بالمتغير العدادى D .

من الممكن بناء مرشحات استقطاب تعمل على درجة عالية جداً من الكمال ، ويكون لها إذن خاصية السماح بمرور موجات غير معاقة فى حالة استقطاب محددة . لكنها تمتص الموجات التى تكون فى حالة الاستقطاب العكسية . سوف نفترض بأن المرشحان F_s و F_p هما مرشحات استقطاب مثالية ، يمكننا اختيار خواصها بإرادتنا .



شكل ٥٧ أ شكل تخطيطى يبين تجربة بضوء مستقطب . المرشحان F_s و F_p يفترض بأنهما مرشحات استقطاب مثالية . (الضوء المار من خلال مرشح استقطاب مثالى يخرج فى حالة استقطاب نقية معينة ، والمرشح يكون تام الشفافية بالنسبة لمثل هذا الضوء) .

رد فعل العداد P بالنسبة لفوتون فردى لا يمكن التنبؤ به بدقة إلا إذا كان المرشحان F_s و F_p يقابلان نفس الحالة (النقية) للاستقطاب .

٥٨ – افترض الآن بأننا نجعل المرشح F_s ليكون مرشحاً يسمح بمرور الموجات المستقطبة استقطاباً دائرياً – يسارياً : الفوتونات الخارجة إذن تكون من عناصر المجموعة الإحصائية ρ_L نعين أولا معدل العد فى حالة استبعاد المرشح F_p : سوف يعطينا ذلك عدد الفوتونات الخارجة فى وحدة الزمن ، ويفى ذلك بغرض جعل نتائجنا عيارية . نفترض أن العداد P ذو كفاءة مائة فى المائة بمعنى أنه يقوم بعد كل فوتون يصل إليه . نفترض أن معدل العد هو n فوتون لكل وحدة زمن .

نتدبر عدداً من المرشحات المختلفة F_p ، ولكل تآلف من مرشح – عداد يقابله متغير عدادى D . المتوسط لـ D يعرف كالنسبة n'/n ، حيث n' هو معدل العد فى وجود المرشح ، إذا كان F_p هو المرشح الذى يسمح فقط بمرور الضوء المستقطب دائرياً – يسارياً ، فالمتغير العدادى المقابل يرمز له بالرمز D_L وإذا سمح بمرور الضوء المستقطب دائرياً – يمينياً – فقط فنرمز المتغير العدادى المقابل بالرمز D_R ؛ إذا ما سمح بمرور الضوء المستقطب خطياً فى الاتجاه –x فإننا نرمز للمتغير العدادى بالرمز D_x ؛ فإذا ما سمح بمرور الضوء المستقطب خطياً فى الاتجاه –y فإننا نرمز للمتغير العدادى بالرمز D_y . أخيراً ، نتدبر مرشحات تسمح بمرور ضوء مستقطب خطياً فى اتجاه الخط الذى ينصف الربع المحدد بمحور –x الموجب ومحور –y الموجب (متغير عدادى $D_{45°}$) ، ومرشحات تسمح بمرور ضوء مستقطب خطياً فى اتجاه عمودى على هذا النصف (متغير عدادى $D_{135°}$) .

بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_L نحصل على المتوسطات الآتية :

$$\mathrm{Av}(D_L;\rho_L) = 1, \qquad \mathrm{Av}(D_R;\rho_L) = 0 \qquad (٥٨ \text{ أ})$$

$$\mathrm{Av}(D_x;\rho_L) = \mathrm{Av}(D_y;\rho_L) = \mathrm{Av}(D_{45°};\rho_L) = \mathrm{Av}(D_{135°};\rho_L) = \tfrac{1}{2} \qquad (٥٨ \text{ ب})$$

بالنسبة لهذه المجموعة الإحصائية فإن المتغيرين D_L و D_R يكونان معلومين تماماً ، على حين أننا فى حالة جهل قصوى بالنسبة للمتغيرات الأربعة المتبقية . هل المجموعة الإحصائية ρ_L نقية ؟ ما يعنيه هذا السؤال حقيقة هو : هل من الممكن جعلها أكثر نقاء ؟ الإجابة تكون بالنفى . إذا ما تطلبنا بأن يكون المتغيران D_L و D_R معروفان وهما القيم المعطاة بالمعادلة (٥٨ أ) فإننا نعرف أن الفوتونات الخارجة من المصدر يجب أن تكون مستقطبة دائريا – يسارياً بالتحديد . ولكن كل موجة مستقطبة دائريا – يسارياً يمكن تحليلها إلى موجتين خطيتى الاستقطاب ، بسعات متساوية ، ومستقطبتين عمودياً لبعضهما البعض . إذا ما أدخلنا المرشح الذى يحذف إحدى المركبتين خطية طلاستقطاب فإن شدة الموجة النافذة تكون نصف شدة الموجة الساقطة . متوسطات المتغيرات D_x ، D_y ، $D_{45°}$ و $D_{135°}$ يجب إذن بالضرورة أن تكون كما هو مقرر فى المعادلة (٥٨ ب) . إذا ما جمعنا هذه النتيجة التجريبية عن المتوسطات مع النتيجة التجريبية بأن الفوتونات لا يمكن تقسيمها (فى الطاقة) بواسطة مرشح الاستقطاب ، فإننا نستنتج الإستنتاج المحتم بأن أياً من المتغيرات D_x ، D_y ، $D_{45°}$ و $D_{135°}$ لا يمكن التنبؤ به بدقة فى أية تجربة منفردة . فى الحقيقة ، عدم التيقن حول تلك المتغيرات على درجة من الكبر كما يمكن أن يكون ، وذلك بالرغم من الحقيقة بأن المجموعة الإحصائية يجب اعتبارها كأنق مجموعة إحصائية ممكنة من الفوتونات المستقطبة دائرياً .

٥٩ – يجب أن يلاحظ القارئ بدقة بأن الاستنتاج يكون مختلفاً اختلافاً كلياً إذا ما تصرفت الفوتونات فى كل اعتبار مثل الأرتال الموجبة الكلاسيكية . فى هذه الحالة يكون متوسط المتغير D_x معتمداً على حساسية المكشاف . إذا ما كانت الحساسية بحيث أن الطاقة المحمولة بنصف رتل موجى قد سجلت ، إذن فمعدل العد D_x يجب أن يكون مثل معدل العد لـ D_L بمعنى أن $\mathrm{Av}(D_x; \rho_L) = 1$ على حين أن المعدل يكون صفراً إذا ما كانت الحساسية بحيث أن الطاقة المحمولة بنصف الرتل الموجى ليست بالكافية لإطلاق العداد . الفوتونات الحقيقية لا تتصرف مثل الأرتال الموجية الكلاسيكية : بصرف النظر عن نوعية المرشح الذى نضعه أمام العداد فإننا دائماً سنجد أن كل فوتون مسجل بواسطة العداد يحمل الطاقة $\hbar\omega$

إذن لا يمكن التنبؤ برد فعل العدادات D_x ، D_y ، $D_{45°}$ و $D_{135°}$ فى أى تجربة منفرده على المجموعة الإحصائية النقية ρ_L ، ولدينا هنا دليل قوى فى صالح الاستنتاجات العامة المذكورة فى البنود ٥١ – ٥٤ .

٦٠ – ماذا يحدث لو أننا أبعدنا المرشح F_s ؟ إذا ما افترضنا بأن « المصباح » جسم كروى التماثل لا يكون هناك اتجاه مفضل ، وكل حالة استقطاب تكون محتملة كأن حالة استقطاب أخرى . نقول بأن الضوء غير مستقطب . المجموعة الإحصائية المقابلة ρ_0 تكون أكثر المجاميع فوضى بالنسبة لدرجة التحرر الإستقطابية . وبصرف النظر عن طبيعة المرشح الإستقطابى المثالى F_p فإن معدل العد مع وجود المرشح سيكون نصف معدله فى عدم وجود المرشح . نلاحظ إذن المتوسطات

$$\mathrm{Av}(D_L;\rho_0) = \mathrm{Av}(D_R;\rho_0) = \tfrac{1}{2} \qquad \text{(٦٠ أ)}$$

$$\mathrm{Av}(D_x;\rho_0) = \mathrm{Av}(D_y;\rho_0) = \mathrm{Av}(D_{45°};\rho_0) = \mathrm{Av}(D_{135°};\rho_0) = \tfrac{1}{2} \qquad \text{(٦٠ ب)}$$

نلاحظ أن المتوسطات فى (٦٠ ب) تتوافق مع المتوسطات فى (٥٨ ب) ، وإذن يكون مدى معرفتنا بالمتغيرات الأربعة D_x ، D_y ، $D_{45°}$ و $D_{135°}$ بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_L مماثلا لذلك بالنسبة للمجموعة ρ_0 تختلف المجموعتان فى مقدار المعلومات التى لدينا عن المتغيرين D_L و D_R بالنسبة لـ ρ_L عندنا معرفة كاملة عن هذين المتغيرين على حين نعلم القليل الممكن عنهما بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_0 .

نتوقع إذن أن المجموعة ρ_0 يتحتم أن تكون مخلوطاً إحصائياً . لتبين ذلك بوضوح فإننا نأخذ فى الاعتبار أولا تجربة يسمح فيها المرشح F_s بمرور موجات مستقطبة استقطاباً دائرياً يمينياً فقط . دعنا نسم المجموعة الإحصائية المقابلة ρ_R متوسطات المجموعة الإحصائية إذن تعطى كالتالى

$$\text{Av}(D_L;\rho_R) = 0 \qquad \text{Av}(D_R;\rho_R) = 1 \tag{٦٠ جـ}$$

$$\text{Av}(D_x;\rho_R) = \text{Av}(D_y;\rho_R) = \text{Av}(D_{45°};\rho_R) = \text{Av}(D_{135°};\rho_R) = \tfrac{1}{2} \tag{٦٠ د}$$

كما ينبغى للقارئ أن يفحص بالتفصيل ، فإن المتوسطات الإحصائية بالنسبة للمجموعات ρ_0 ، ρ_R و ρ_L تكون بحيث يمكننا كتابة

$$\rho_0 = \tfrac{1}{2}\rho_L + \tfrac{1}{2}\rho_R \tag{٦٠ هـ}$$

بما يتماشى مع مناقشتنا فى البند ٣٨ . يمكننا إذن اعتبار المجموعة الإحصائية الفوضوية ρ_0 كتراكب غير مترابط من اثنين من المجاميع النقية ρ_R و ρ_L

٦١ – يريد المؤلف أن يذكر بأنه قد شغل باله فى صباه بالفرق بين الضوء المستقطب دائرياً والضوء غير المستقطب . ذكرت الكتب أن الضوء المستقطب عبارة عن خليط من الضوء المستقطب فى اتجاهين متعامدين ، وذكرت الكتب أيضاً بأن الضوء المستقطب دائرياً هو تراكب من ضوء مستقطب فى اتجاهين متعامدين . وقد اقتنع المؤلف فى النهاية بأنه بالنسبة للضوء المستقطب دائرياً يتم جمع سعتى المركبتين للاستقطاب الخطى أما بالنسبة للضوء غير المستقطب فيتم جمع شدة الضوء والضوء المستقطب دائرياً هو خليط مترابط من ضوء مستقطب فى اتجاهين متعامدين ، فى حين أن الضوء غير المستقطب هو خليط غير مترابط .

مراجع لدراسة اضافية

١ – من الملائم أن يستكمل القارئ الدراسات النظرية فى هذا الفصل ببعض القراءات عن عدادات فعلية وما يتصل بها من أجهزة .

(ا) فصل ٥ ، من D. Halliday; *Introductory Nuclear Physics,* (John Wiley and Sons, Inc., 1950)

مخصص لمناقشة استكشاف الجسيمات المشحونة والفوتونات كما تم دراسة أنواع مختلفة من العدادات ، والأجهزة الإلكترونية المتصلة بها .

(ب) التحليل الإحصائى لنتائج العدادات تناقش بالمرجع السابق . انظر أيضاً

L. J. Rainwater and C. S. Wu : «Applications of Probability Theory to Nuclear Particle Detection», *Nucleonics* vol. 1, no. 2, p. 60, (1947) for a simple and clear discussion.

من أجل مناقشة مبسطة وواضحة .

(ج) G. D. Rochester and J. G. Wilson : *Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation* (Academic Press, Inc., New York, 1952).

من المفيد جداً الاطلاع على هذا الكتاب وصوره العديدة الممتعة .

(د) مناقشة تمهيدية لاستكشاف الجسيمات يتضمنها الفصل الثالث من

D. H. Frisch and A. M. Thorndike : *Elementary Particles* (D. van Nostrand Company, Inc., 1964).

(هـ) من أجل مجموعة من صور غرفة الفقاعة المجسمة ، انظر

Introduction to the Detection of Nuclear Particles in a Bubble Chamber (Prepared at the Lawrence Radiation Laboratory, The University of California, Berkeley). (The Ealing Press, 1964).

٢ – اهتم بالمقالات الآتية فى

Scientific American magazine :

(أ) O. M. Bilaniuk, «Semiconductor Particle-Detectors», Oct. 1962, p. 78.

(ب) G. B. Collins, «Scintillation Counters», Nov. 1953, p. 36.

(ج) G. K. O'Neill, «The Spark Chamber», Aug. 1962, p. 36.

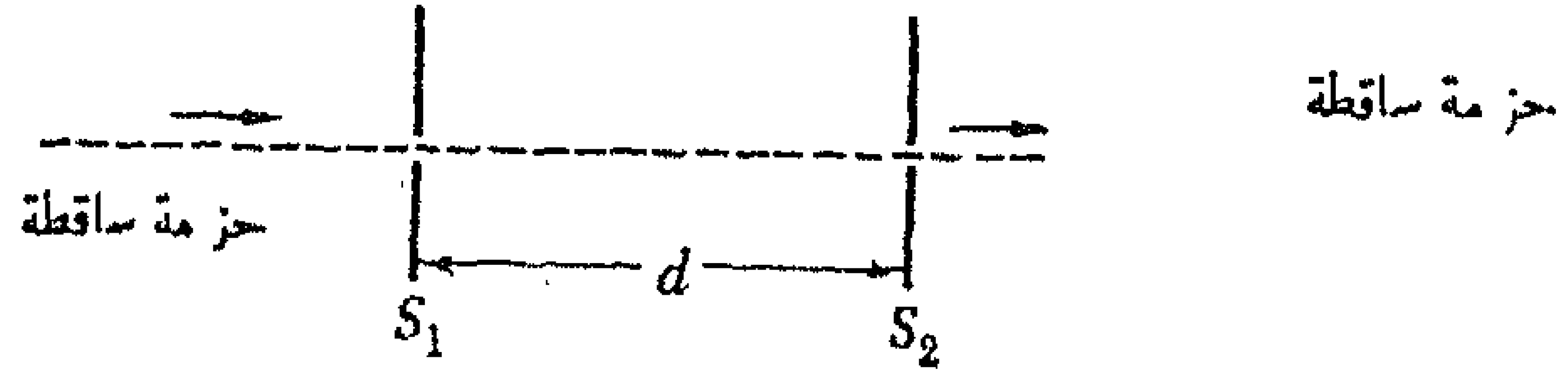
(د) H. Yagoda, «The Tracks of Nuclear Particles», May 1956, p. 40.

(هـ) D. A. Glaser, «The Bubble Chamber», Feb. 1955, p. 46.

(و) D. E. Yount, «The Streamer Chamber», Oct. 1967, p. 38.

مســـائل :

١ – إحدى المجادلات المحببة للذين يريدون رفض علاقة عدم التيقن تسترسل كالتالى . (انظر إلى الشكل المصاحب) . حزمة من إلكترونات أحادية الطاقة ، بكمية تحرك p ، تسقط عمودياً على الحائل S_1 من جهة اليسار . بهذا الحائل ثقب دائرى بقطر قدره a على مسافة d من الحائل S_1 يوجد حائل آخر S_2 ، وبالمثل يوجد به ثقب دائرى بقطر قدره a . نفترض بأن الثقبين مصفوفين فى



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ١ ، والتى يجادل فيها المؤلف على نحو مغلوط بأن علاقة عدم التيقن من الممكن أن تنتهك إذا ما جعلنا الفتحات ضيقة والفاصل d كبير . يبدو إذن أن حاصل ضرب عدم التيقن فى كمية التحرك المستعرضة مع عدم التيقن فى موضع المكان المستعرض للجسيم المار من خلال الفتحة الثانية من الممكن جعله بدرجة الصغر التى تروق لنا . ما هو الخطأ فى هذه الفكرة ؟

اتجاه الحزمة الساقطة . بعض من الإلكترونات التى تمر من خلال الثقب الأول يمكن أن تنحرف فى مسارها . ولكن بعضها سوف يستمر لكى يعبر من خلال الثقب الثانى . اعتبر إلكتروناً من التى مرت من خلال الثقب الثانى . عدم التيقن فى موضع مكانها المستعرض من رتبة العظم $\Delta x \cong a$. مقدار كمية التحرك هو p ، كمثل الحزمة الساقطة ، لأن الإلكترونات لا تفقد أو تكتسب طاقة خلال هذه التجربة . بما أننا نعلم بأن الإلكترون قد مر من خلال كلا الثقبين فيجب أن يكون مقدار عدم التيقن فى اتجاه كمية التحرك أقل من ، أو يساوى، $\Delta\theta = a/d$ ينتج عن ذلك أن عدم التيقن فى المركبة المستعرضة لكمية التحرك للالكترون تكون من رتبة العظم $\Delta p \cong (a/d)p$. إذن نحصل على

$$\Delta x\, \Delta p \cong \left(\frac{a}{d}\right) a\, p$$

لحاصل ضرب عدم التيقن فى الموضوع المستعرض للمكان وعدم التيقن فى كمية التحرك المستعرضة . إذا جعلنا a صغيرة و d كبيرة من الممكن أن نجعل هذا المضروب صغيراً كما نريد ، وبذلك فإننا نتعارض مع علاقة عدم التيقن ، وهى واحدة من القواعد الأساسية لميكانيكا الكم .

هل يمكنك هدم هذا الجدل ؟ يجب أن تكون متأكداً من أن المؤلف سوف نرد على الجدل المضاد بما تسوقه من أدلة .

المجادلة المذكورة عاليه هي واحدة من مجادلات كثيرة قدمت ضد ميكانيكا الكم عن طريق علاقة عدم التيقن . يجب أن يكون واضحاً الآن بأنه لا توجد أية خطورة بأن تنقض علاقة عدم التيقن بمثل هذا الجدل أو ما يشابهه ، ما دامت منطقيات الميكانيكا الموجبة مقبولة . فذلك لأنه من الممكن إثبات علاقة عدم التيقن على أساس من تلك المنطقيات ، من الممكن تقسيم « نقض » الميكانيكا الموجبة إلى فئتين :

(ا) مجادلات تشمل التنكر لأفكار الميكانيكا الموجبه ، على الرغم من عدم ذكر ذلك دائماً بصراحة .

(ب) مجادلات « متخبطة » ولكنها تعتمد على بعض أفكار الميكانيكا الموجبة .

وسوف يوضح تحليل فكرى دقيق طبيعة « النقض » الرفض القاطع لمبادئ الميكانيكا الموجبة لكى لا يمكن ، بالطبع ، معارضته على أساس منطق . ولكن من الممكن دائماً الاستعانة بالحقائق التجريبية : فسايرة « النقض » حتى نهايته المنطقية : يمكن أن يتعارض مع إحدى هذه الحقائق . فالمجادلات من الفئة (ب) خاطئة .

٢ – (ا) نأخذ فى الاعتبار تجربة مثالية يمر فيها ضوء ، أحادى اللون تقريباً طول موجته 6000 Å من خلال حاجب عدسة فائق السرعة . نفترض بأن الحاجب يفتح ويغلق بطريقة دورية بحيث أن يظل الحاجب مفتوحاً لفترة زمنية قدرها 10^{-10} من الثانية ، وبعد ذلك يغلق لفترة زمنية قدرها 0.01 من الثانية خلال دورة . لن يصبح الضوء المار من خلال حاجب العدسة بعد ذلك أحادى اللون ، ولكن من المحتم أن يشمل اتساعاً معيناً فى الطول الموجى .

قدر قيمة التيقن فى الطول الموجى بوحدات الأنجستروم .

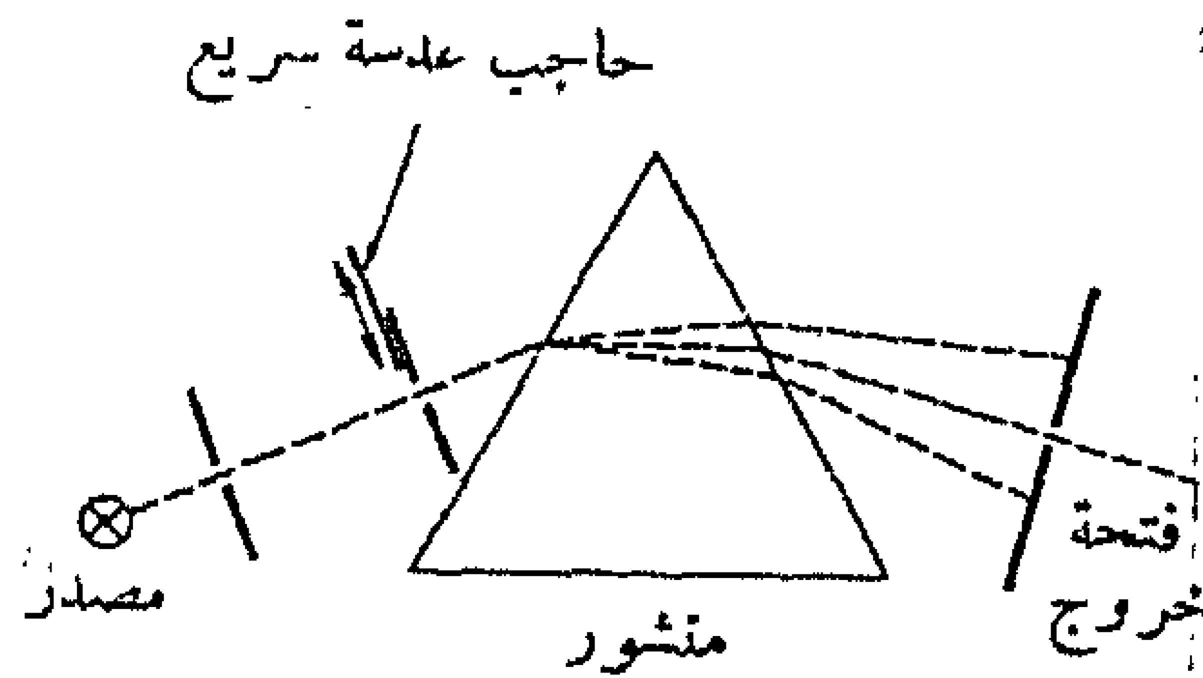
(ب) نسمح للضوء الخارج من حاجب العدسة بالمرور من خلال نيوبة طويلة مملوءة بثانى كبريتور الكربون . هذا الوسط مشتت للضوء ، وبالنسبة للطول الموجى المأخوذ فى الاعتبار فإن تغير معامل الانكسار n مع الطول الموجى يعطى بالعلاقة

$$\frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda} = -0.075$$

يمكن قياس سرعة النبضة الضوئية المارة من خلال الحاجب بواسطة حاجب آخر موضوع على مسافة معينة من الحاجب الأول ، ويفتح عند وقت لاحق بقليل . ما هى السرعة التى تنتشر بها النبضة فى ثانى كبريتور الكربون ؟

٣ – لدى المؤلف فكرة جديدة من أجل انتهاك مبدأ عدم التيقن : فى هذه الحالة علاقة عدم التيقن التى تجمع بين الزمن والتردد . التنظيم مبين تخطيطياً إلى درجة كبيرة فى الشكل المصاحب . يسقط ضوء أحادى اللون تقريباً من خلال الفتحة التى على اليسار والمجهزة بحاجب عدسة سريع إلى درجة كبيرة جداً . سوف لا نهتم هنا بالمصاعب التقنية الخالصة ، وعلى ذلك فسوف نفترض أن الحاجب يمكن فتحه لفترة اختيارية وقصيرة من الزمن ، وذلك للسماح بنبضة حادة التحديد إلى مرسمة الطيف والموضح رمزياً بالمنشور

فى الشكل المصاحب . الضوء الداخل سوف لا يكون ، بالطبع ، أحادى اللون ، ولكن سوف يشمل اتساعاً فى التردد كما ناقشنا من قبل فى المسألة رقم ٢ . بالرغم من ذلك يمكننا ، تجهيز مرسمة الطيف بفتحة خروج ضيقة مناسبة ، كما هو مبين على يمين الشكل المصاحب ، وعلى هذا فسيتم اختيار جزء من الضوء الساقط تقع أطوال موجاته فى مدى ضيق للغاية . يمكننا جعل الضوء الخارج من فتحة الخروج أحادى اللون إلى درجة اختيارية عالية : يمكننا جعل عدم التيقن فى التردد على درجة الصغر التى نبغيها . من جهة أخرى فإن أمد النبضة يمكن جعله على درجة الصغر التى نبغيها وذلك بمساعدة الحاجب . إذ يمكن أن يكون النبضة الخارجة من فتحة الخروج ذات أمد اختيارى القصر ، وأن تكون ذات تردد اختيارى التحديد ، فيما يتعارض مع ما تمليه علينا علاقة عدم التيقن . هل يمكنك اكتشاف المغالطة المنطقية فى هذه المجادلة ؟



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ٣ . يحاول المؤلف مرة ثانية انتهاك علاقة عدم التيقن . يرمز المنشور إلى مرسمة الطيف . ذات قوة تحليل عالية جداً والتى تستعمل لاختيار مدى تردد ضيق للغاية بالنسبة للضوء النافذ . يتم التحكم فى الضوء الساقط بواسطة حاجب عدسة سريع . يدعى المؤلف بمغالطة بأن النبضة الضوئية الخارجة من فتحة الخروج من الممكن اختيارياً تحديد كل من ترددها وزمنها بجودة عالية . ما الخطأ ؟

٤ — بالإشارة إلى مناقشتنا فى البند ٢٩ ، نفترض أن درجة حرارة الفتيل هى $1000°C$ ، ونفترض أن الجهد المعجل هو 10 فولت . عين الدقة الجزئية فى كمية تحرك الإلكترونات الخارجة ع بمعنى ، قدر الكمية q/p_0 يكفى تقديراً تقريبياً ، اشرح أفكارك .

٥ — إذا ما أمكنا إنتاج حزم إلكترونية بطاقه منخفضة جداً يصبح من الممكن إجراء تجارب حيود إلكترونى « عيانية » . افترض أننا قد حاولنا إنتاج حزم بكمية تحرك محدودة إلى درجة كبيرة ، وبطاقة متوسطة قدرها 0.01 eV ناقش الصعاب العملية التى يمكن أن نواجهها فى هذه المحاولة . من الواضح أن فتيلا ساخناً مع إلكترود معجل واحد لا يفى بالغرض ، ولكن ربما تكون هناك طرق أخرى من الممكن أن تفكر فيها . إذا كان الحال كذلك ، اذكر أفكارك ، وناقش جدواها التقنية .

٦ — اعتبر المحزوز المبين بالشكل الذى يوضح المسألة رقم ٥ فى الفصل الخامس . افترض بأن المحزوز متناه فى الطول ، وأنه يحتوى على N من الفتحات . فى هذه الحالة لا يكون المحزوز دورياً بدقة

التعبير ، ويترتب على ذلك أن الحزم الحائدة تبدى اتساعاً زاوياً . يمكننا أن نعبر عن الموضوع كالتالى : كية التحرك الصغرى المميزة المنقولة إلى المحزوز لم تعد تساوى $2\pi/a$ بالضبط ، ولكن تحدد فقط فى مدى من عدم التيقن Δq . حاول أن تحصل على علاقة تجمع بين N و Δq أدر الشكل 90^o وقارن بينه وبين الأشكال (٥ أ ، ب ، جـ ، د) فى الفصل الحالى : هذه المقارنة من الممكن أن تعطيك بعض الأفكار . استخدم نتيجتك فى استنتاج علاقة لعدم التيقن فى الزوايا التى ستخرج بها الأشعة الحائدة المختلفة .

٧ - اعتبر حزمة من الضوء توشك أن تكون أحادية اللون خارجة من مصدر مستقر . المشكلة هى تعيين حالة الاستقطاب غير المعلومة لهذه الحزمة من خلال قياسات تجرى داخل « النطاق المعملى » .

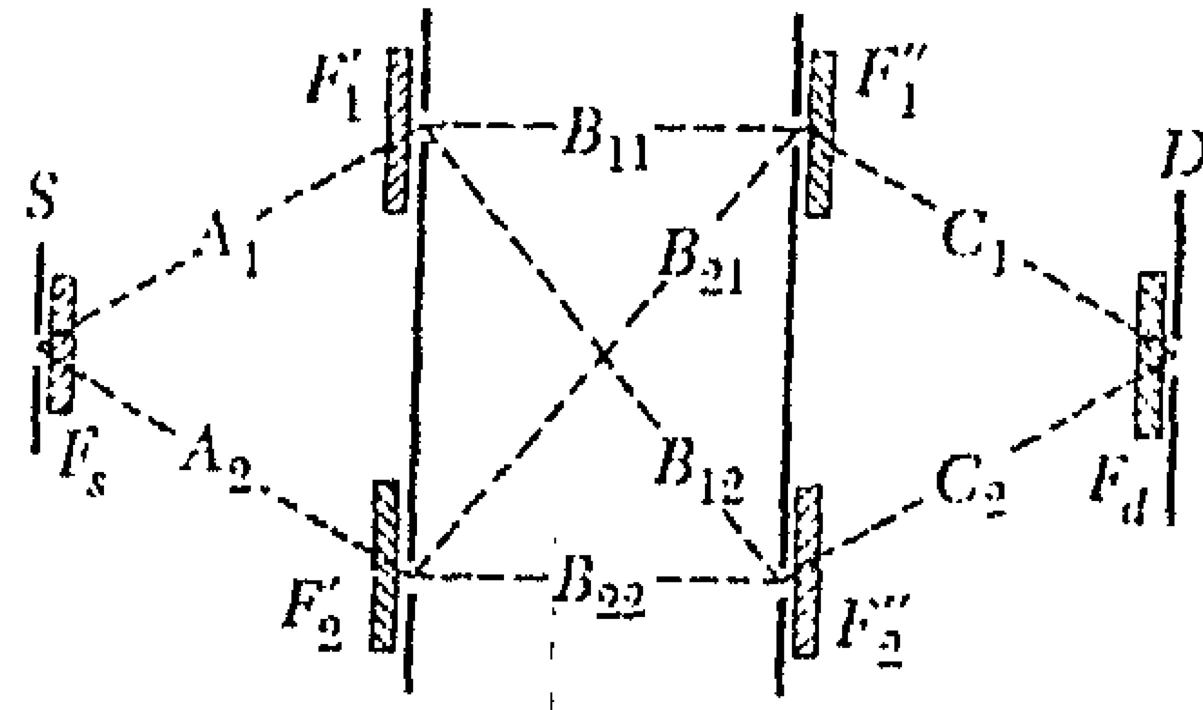
(ا) تم إمدادك بمرشحات استقطاب مثالية وبمضاعف ضوئى إلكترونى . ما هو أقل عدد من قياسات الشدة التى يجب أجراؤها من أجل تعيين الكامل لحالة استقطاب الحزمة ؟ اشرح الأساس الذى بنيت عليه استنتاجك المعلن .

(ب) افترض بأنك أعطيت مضاعفاً ضوئياً إلكترونياً ، وشريحتين متماثلين من غشاء مستقطب (بولارويد) ولوحاً ربع موجى . كيف يمكنك تعيين حالة استقطاب الحزمة ، باستخدام الأجهزة التى تم ذكرها فقط ؟ فى هذه الحالة يتحتم عليك أن تفترض بأن الغشاء المستقطب هو بمثابة مرشح استقطاب مثالى .

٨ - يبين الشكل المصاحب تحسيناً على تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة والتى تمت مناقشتها فى البنود ٤١ — ٤٣ . مرشحات استقطاب مثالية موضوعة (أو غير موضوعة) فى مواجهة الفتحات وفى مواجهة المصدر والمكشاف . نفترض بأن سمات الأنتقال التى تمت مناقشتها فى البنود من ٤١ — ٤٣ لا تعتمد على حالة الاستقطاب . ونفترض بأن المصدر الضوئى ينبعث منه ضوء غير مستقطب . استنتج علاقات ، مماثلة للعلاقة (٤٣ ب) ، عن الاحتمالات بأن الفوتون الداخل من خلال الفتحة فى S سوف يمر من خلال الفتحة فى D ، وذلك بالنسبة للتوافيق المختلفة من مرشحات الاستقطاب والمدرجة بالجدول بأسفله .

F_s	F'_1	F'_2	F''_1	F''_2	F_d
abs	H	V	abs	abs	abs
LC	H	V	abs	abs	abs
LC	H	V	abs	abs	RC
LC	H	V	RC	LC	H
abs	H	abs	abs	H	abs

فى هذا الجدول تعنى "abs" بأن المرشح غير موجود ، وتعنى H مستقطباً أفقياً ، وتعنى V مستقطباً رأسياً ، وتعنى LC مستقطباً دائرياً يساريا و RC مستقطباً دائرياً يمينياً .



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ٨ . ويوضح تحسيناً على تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة المبينة فى شكل (٤١ أ) . مرشحات استقطاب مثالية يمكن أن تغطى الفتحات المختلفة . المطلوب هو تعيين الاحتمال بأن فوتوناً داخلا من خلال الفتحة فى S سوف يخرج من خلال الفتحة فى D وذلك لتوافيق متعددة من المرشحات . الأرقام A_m ، B_{mn} و C_m هى سعات الانتقال فى غياب المرشحات . نفترض بأن سعات الانتقال لا تعتمد على حالة الاستقطاب .

٩ — دعنا نتدبر الفرق بين عداد مثالى وعداد عملى . لسوء الحظ فإن العداد العملى سوف يسجل حتى إذا لم تحدث الحادثة التى تحت الدراسة . وفى بعض الأحيان سيفشل فى التسجيل عندما يجب أن يفعل ذلك . معدل التسجيل عندما يكون المصدر مطفأ يسمى بمعدل الخلفية أحد مصادر العدات الخلفية هى الأشعة الكونية الدائمة الوجود . بالإضافة إلى ذلك ، إذا ما انفصلت حادثتين بفترة زمنية وجيزة جداً فأن رد فعل العداد العملى يكون بعدة واحدة فقط . نسمى أصغر زمن t_0 والذى تسجل بالنسبه له حادثتان وكأنهما حادثتان منفصلتان بزمن التحليل للعداد . من الممكن أن نعين زمن التحليل لعداد كالتالى . نحصل على مصدرين مشعين 1 و 2 . يمكن وضعهما فى أماكن معينة ومحددة بمجاورة العداد . بحيث يعطيان نفس معدل معدل العد فى العداد . نفترض بأن N_0 هو معدل العد عند إزالة المصدرين . وأن N_1 هو معدل العد فى وجود المصدر رقم 1 ، وأن N_2 هو معدل العد فى وجود المصدر رقم 2 دع N_{12} تمثل معدل العد عند وجود المصدرين معاً . نرتب الحال بحيث يكون N_{12} أصغر بكثير من $1/t_0$ ، وأن كان ليس مهملا كلية بالنسبة لـ $1/t_0$ بالإضافة إلى ذلك نفترض بأن N_0 أصغر من كل من N_1 ، أو N_2 أو N_{12} . بين أنه فى الإمكان تعيين t_0 من قياسات تلك المعدلات الأربعة . واستنتج علاقة لـ t_0 بدلالة N_0 ، N_1 ، N_2 و N_{12} .

لاحظ أنه بالنسبه لعداد مثالى ، وفى حالة تلاشى الخلفية . يكون لدينا $N_{12} = N_1 + N_2$.

الفصل السابع

الميكانيكا الموجية لشرودينجر

الفصل السابع

الميكانيكا الموجبة لشرودينجر

معادلة شرودينجر الموجبة غير النسبية

١ – سوف نوجه اهتمامنا الآن إلى نظرية ظواهرية (Phenomenological - theory) لعبت دوراً فى غاية الأهمية فى تطور فيزياء الكم . تلك هى نظرية معادلة شرودينجر ، التى صيغت فى البداية بواسطة إيروين شرودينجر (Erwin Schrodinger) عام ١٩٢٦* وذلك بعد فترة وجيزة من اختراع هايزنبرج لميكانيكا المصفوفات . هاتان النظريتان كانتا أول صياغة كمية لبعض مبادىء ميكانيكا الكم.

نناقش نظرية شرودينجر فى هذا الكتاب لأننا نريد رؤية كيفية تطبيق نظرية موجية فى الممارسة ، ونريد أن نرى أيضاً كيف يمكن فعلياً حساب نتائج فى إطار مثل هذه النظرية . لقد اخترنا نظرية شرودينجر غير النسبية كمثال لنظرية موجية لأنها ، فى اعتبارات كثيرة ، نظرية سهلة على وجه الخصوص .

٢ – نظرية معادلة شرودينجر (فى المفهوم المحدد جداً) مبنية على عدد من التقريبات العنيفة ، فيها نذكر الإثنين التاليين :

(أ) تهمل ظاهرتا تخليق وانعدام الجسيمات ، وإذن فى أى حالة فيزيائية معينة نفترض بأن كل نوع من الجسيمات يبقى ثابت العدد أثناء تطور الحالة مع الزمن .

(ب) يفترض بأن كل السرعات المتعلقة بالموضوع صغيرة إلى الدرجة التى يكون فيها التقريب غير النسبي قائماً : أى أن الدراسة غير نسبية فى كليتها .

نلاحظ بأن هذين الفرضين يعتبران تقريباً عنيفان لأننا نعلم من مشاهداتنا العملية ، أن ظاهرتى تخليق وانعدام الجسيمات موجودتان فى الطبيعة ، ولأننا نعلم أيضاً بأن أية نظرية أساسية يجب أن تأخذ فى الاعتبار حقائق النظرية النسبية الخاصة .

والافتراضان اللذان وضعناهما ليسا مستقلين عن بعضهما البعض . نأخذ فى الاعتبار مثلا ، عملية يتصادم فيها جسيمان من نفس الكتلة مع بعضها البعض بحيث تكون سرعة كل جسيم ، فى نظام مركز الكتلة ، قريبة

---

* E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, 361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

من سرعة الضوء . تحت تلك الظروف من الممكن توافر طاقة حركة كافية لتخليق جسيمات إضافية من نفس الكتلة ، أو ربما من كتل مختلفة . من جهة أخرى ، إذا ما كانت السرعات صغيرة ، وطاقة الحركة المتاحة صغيرة إذن بالتبعية ، فإن ظواهر التخليق لايمكن أن تحدث : أنها ممنوعة بقانون حفظ الطاقة . يوجد استثناء شهير لهذا القول . بما أن كتلة الفوتون الساكنة تساوى صفراً ، فإن الفوتونات من الممكن دائماً أن تخلق أو تفنى (بمعنى ، الضوء من الممكن أن ينبعث أو يمتص) حتى إذا كانت كل الجسيمات الأخرى ذات الكتل الساكنة غير المساوية للصفر تتحرك بسرعات غير نسبية . إذا ما تفهمنا نظرية شرودينجر بمفهوم أوسع ، فيمكننا أن ندمج وصف امتصاص وانبعاث الضوء فى النظرية . يجب إذن أن نعدل افتراضاتنا كالتالى :

* (أ) يفترض عدم حدوث تخليق وانعدام الجسيمات المادية ، فى حين أنه من الممكن أن تنبعث أو تمتص الفوتونات .

* (ب) يفترض بأن الجسيمات المادية تتحرك بسرعات صغيرة وبذلك يمكن أن توصف لانسبياً . الفوتون ، الذى لايمكن أبداً وصفه لانسبياً ، له معاملة خاصة .

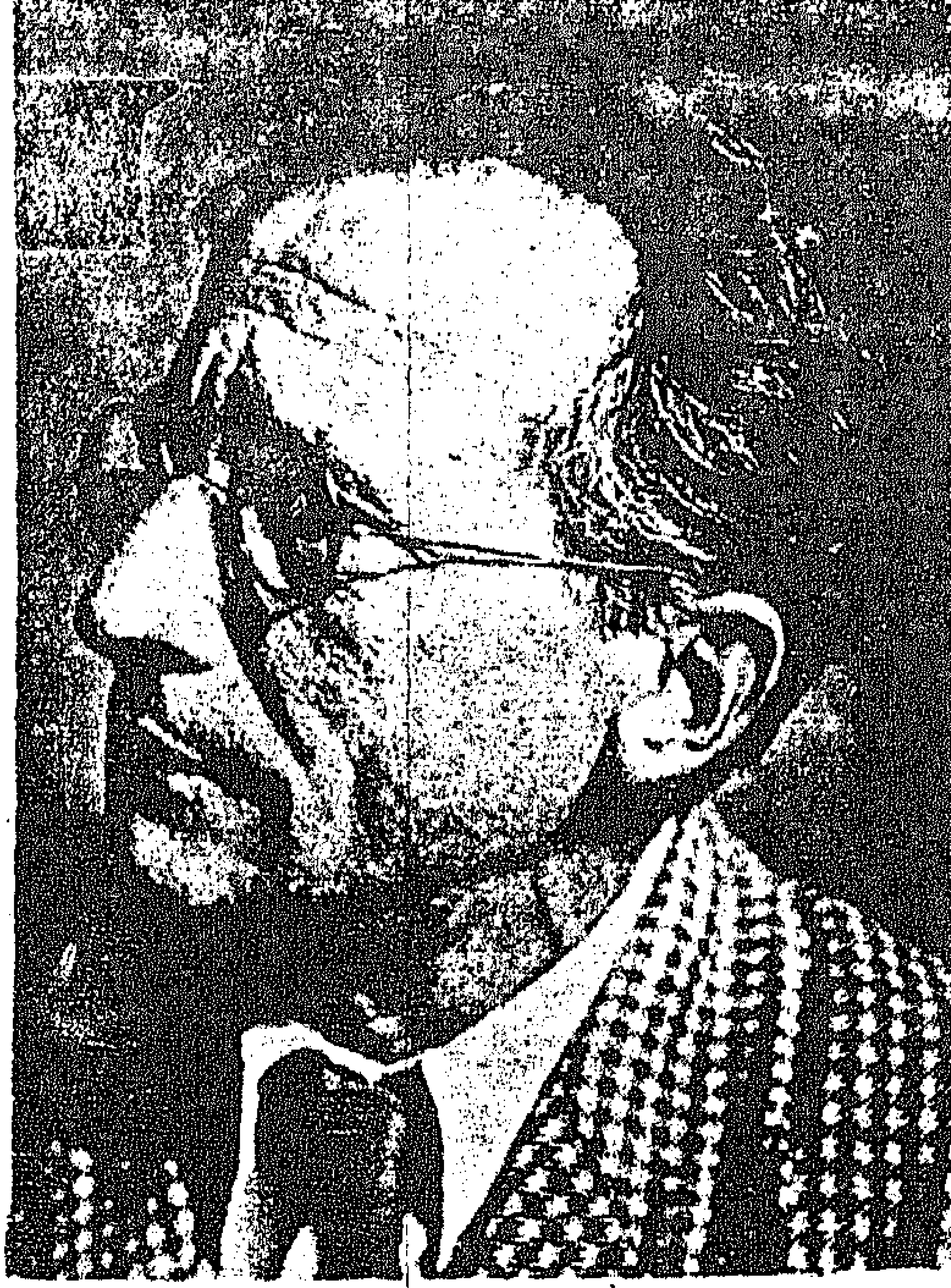
يجب أن نذكر بأن هناك نظريات معادلات موجية « نسبية » لاينطبق عليها فرضنا الثانى . تعد معادلة ديراك الشهيرة مثالا لتلك المعادلات . توجد أيضاً صورة « نسبية » لمعادلة شرودينجر . سوف لانتعرض بالمناقشة هنا لمثل هذه النظريات : عندما نتكلم عن معادلة شرودينجر فإننا نعنى الترجمة اللانسبية ، مبنية على افتراضاتنا المذكورة .

٣ ــ أشرنا إلى نظرية شرودينجر فى الفقرة الأولى من هذا الفصل على أنها نظرية ظواهرية ويجب أن توصف على هذا النحو وذلك لأنه من الممكن بوضوح الإدراك بأن نظرية شرودينجر لايمكن أن تدعى بكونها نظرية أساسية . لقد ذكرنا بعض أسباب كونها كذلك ، ونريد من القارئ بأن يتفهم هذه النقطة بوضوح . فإن نظرية معادلة شرودينجر ليست بصفة عامة نفس الشيء كنظرية لميكانيكا الكم .

ومع ذلك ، فإننا نريد أيضاً أن نقرر بصراحة بأن نظرية شرودينجر قد أثبتت كونها نظرية ناجحة للغاية عند تطبيقها على الذرات والجزيئات ، ولايوجد شيء ما قيل يمكن تأويله على أنه تقليل من قيمة نظرية شرودينجر كتقريب مفيد .

٤ ــ قبل مناقشة معادلة شرودينجر نفسها ، دعنا نحاول فهم السبب فى أن نظرية شرودينجر ، والتى تبنى على الفرضين المعلنين فى البند الثانى ، يحالفها هذاالنجاح الكبير عند تطبيقها على الذرات والجزيئات . السبب الرئيسى وراء ذلك هو القيمة « الصغيرة » لثابت التركيب الدقيق $\alpha \sim 1/137$.

لقد استخلصنا فى الفصل الثانى أنه بسبب كون α أصغر من واحد ، فإن الذرات والجزيئات هى تركيبات من جسيمات تتحرك ببطء ويربط فيما بينها رباط غير محكم . لقد وجدنا ، بجانب أشياء أخرى ، بأنه إلى المدى الذى يحق لنا فيه الكلام عن سرعة الكترون فى ذرة الهيدروجين فإن سرعته ستكون ذات قيمة حول $\alpha C \sim C/173$

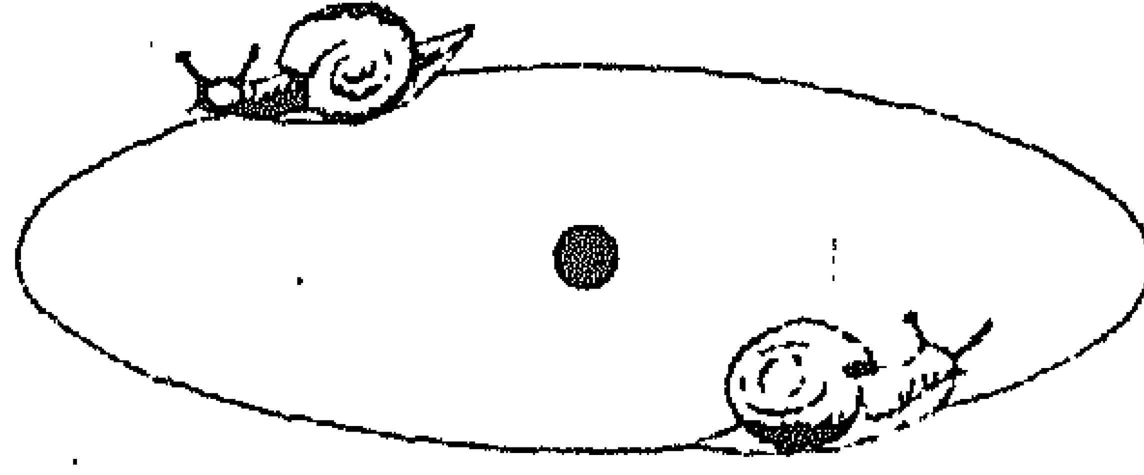


إيروين شرودينجر . ولد بفيينا عام ١٨٨٧ ، وتوفى عام ١٩٦١ . درس شرودينجر الفيزياء بجامعة فيينا ، وحصل على درجته فى عام ١٩١٠ . بعد إقامة قصيرة فى شتوتجارت وبريسلو أصبح أستاذاً للفيزياء بزيوريخ . فى عام ١٩٢٧ دعى إلى برلين كخلف لبلانك . ترك شرودينجر ألمانيا فى عام ١٩٣٣ ، وفى النهاية قبل عرضاً بوظيفة من معهد الدراسات المتقدمة بدبلن ، كمدير لمدرسة المعهد للفيزياء النظرية . نال جائزة نوبل فى عام ١٩٣٣ .

المقالات الأربعة لشرودينجر والتى تم ذكرها فى بداية هذا الفصل تمثل إسهاماً بارزاً للفيزياء النظرية . فى مدى وقت قصير جداً من اكتشافه للميكانيكا الموجية حدث تقدم هائل فى الفيزياء الذرية . ولقد لعب شرودينجر نفسه دوراً كبيراً جداً ونشيطاً فى هذا التطور .

(الصورة بأذن من Physics ...iday)

وسيكون للالكترونات الخارجية فى ذرات أخرى نفس القدر من السرعة . وسوف تتحرك الأنوية فى جزىء بسرعات أقل من هذه السرعة ، وعلى ذلك فإن الفرض الثانى الذى بنيت على أساسه نظرية شرودينجر يصبح إذن محققاً بدرجة معقولة جداً فى عالم الذرات والجزيئات .



كل محاولات التمثيل التصويرى الواقعى للذرة تبوء بالفشل . تقترح هذه الصورة علينا شيئاً يمكننا رؤيته فعلياً بأعيننا . مع ذلك ، فتصرف الذرة يختلف اختلافاً كبيراً عن تصرف أى شىء عيانى مألوف من جهة أن الرؤية المباشرة غير ممكنة . هذا لايمنعنا من تمثيل بعض سمات الذرة بواسطة صورة تماثل صورة تخطيطية من هذا النوع إلى حد ما التمثيل الكاريكاتورى للأنشطة الإنسانية المعقدة . إذا ما كانت الاصطلاحات المبنى على أساسها الصورة مفهومة بصفة عامة ، فسوف توصل الصورة الرسالة المقصودة منها .

التمثيل الحالى هو لذرة الهليوم ليس المقصود به أن يكون تافهاً . نذكر القارىء هنا بأن الألكترونات تتحرك ببطء فى الذرات (الخفيفة) ، وذلك هو السبب فى انطباق نظرية شرودينجر غير النسبية . هناك عرض آخر من الشكل . عندما يرى القارىء صورة الفروض أنها تمثل ذرة ، نواة أو جزىء ، فيجب عليه أن يتذكر نموذج ويكمان (Wichmann model) والملاحظات بماليه عن التمثيل المصور .

٥ – فيما يختص بالافتراض الأول فإننا نوجه النظر إلى مناقشتنا العامة فى الفصل الثانى عن طاقات الانتقالات المميزة فى فيزياء الذرات والجزيئات . الطاقات المميزة للربط الجزيئى والانتقالات الضوئية التى تبلغ قيمها حوالى من 10 eV — 1 . وأعلى الطاقات التى تخص التركيب الذرى هى طاقات أشعة X المنبعثة من العناصر الثقيلة ، ولا تتعدى تلك الطاقات 100 KeV .

وشتان الفرق بين تلك الطاقات وطاقة السكون للألكترون وهى 0.5 MeV . لاتوجد دقائق أخف من الألكترون (فيما عدا الفوتون ، وهو الذى اتفقنا على أن يتم التعامل معه بطريقة مختلفة) ، ولايمكن أن يخلق الألكترون على حده فى عملية كهرمغناطيسية ولكن بالتزامل مع بوزيترون . يحتاج تخليق زوج إلى طاقة مقدارها مليون الكترون فولت ، وهى أكبر كثيراً من الطاقات المتداولة فى الفيزياء الذرية والجزيئية . (من المحتمل أن يعترض القارىء بأن النيوترينوات ، والتى لها طاقة سكون مساوية للصفر ، هى حتماً أخف من الألكترونات . على الرغم من ذلك ، فإن النيوترينوات تتفاعل تبادلياً بضعف شديد فقط مع دقائق أخرى وبالمقارنه مع التفاعلات التبادلية الكهرمغناطيسية يمكن اعتبار التفاعلات التبادلية للنيوترينو وكأنها مهملة نهائياً . من الممكن أن نغفل وجود النيوترينوات بالنسبة للفيزياء الذرية والجزيئية) .

٦ – الكهرديناميكا الكية ، وهى مثال خاص لما يسمى بنظرية المجال الكية قد تدعى كونها النظرية « الصحيحة » للذرات والجزيئات . يمكن اعتبار تطبيق نظرية شرودينجر فى هذا الحقل ، التقريب الأول للنظرية « الصحيحة » . إذا ماقارنا توقعات الكهرديناميكا الكية مع توقعات نظرية شرودينجر فمن الممكن أن نتدارس بوضوح الدقة فى النظرية الأخيرة . النتيجة العامة هى أن المظاهر الأساسية للتركيب الذرى والجزيئى تفسر بطريقة سليمة بواسطة نظرية شرودينجر . من الممكن أن نعبر عن ذلك رياضياً كما يلى . الكثير من التعبيرات النظرية لمقادير ذرية وجزيئية ، مثل طاقات حالات الاستقرار ، الأطوال الموجية للخطوط المنبعثة ، أزمنة الحياة للحالات المثارة ، البارامترات الهندسية للجزيئات ، الخ ، من الممكن فكها بقوى ثابت التركيب الدقيق α . فى تلك المفكوكات تعطى نظرية شرودينجر الحد المتقدم بصورة صحيحة . أما الحدود ذوات الرتب الأعلى فمن الممكن اعتبارها « كتصويبات نسبية » . بصفة عامة فتلك التصويبات صغيرة بسبب صغر α .

٧ – دعنا الآن نحاول صياغة نظرية شرودينجر بالنسبة لوضع فيزيائى بسيط جداً ، بمعنى حركة دقيقة ، مثلا الكترون ، فى مجال قوة خارجية . نظرية شرودينجر هى بالتأكيد أكثر عمومية كثيراً عن ذلك ، ومن الممكن استخدامها فى وصف الحركة لأى عدد من دقائق تتفاعل تفاعلا تبادلياً مع بعضها البعض . بالرغم من ذلك فلكى نتفهم الملامح العامة لهذه النظرية فيجب علينا أن نبدأ بأبسط الأوضاع الفيزيائية .

دعنا أولا نأخذ فى الاعتبار حالة أبسط من ذلك ، بمعنى حالة دقيقة مفردة تتحرك فى غياب أى قوى خارجية : فى هذه الحالة نتكلم عن **دقيقة حرة** . تشمل نظرية شرودينجر معادلة موجية ، تعرف بمعادلة شرودينجر ، تصف موجات دى برولى المصاحبة للدقيقة فى البند ٣٧ ، من الفصل الخامس ، استنتجنا بالفعل مثل هذه المعادلة الموجية ، بمعنى معادلة كلاين – جوردون . هذه المعادلة غير متغيرة طبقاً لنظريته النسبية ، وهى صحيحة بصرف النظر عن كون الدقيقة متحركة ببطء أو بسرعة ، ولها نفس الشكل فى أى مناط إسناد قصور ذاتى . نرغب الآن فى تعديل هذه المعادلة طبقاً للمبادىء التى بنيت عليها نظرية شرودينجر ، والذى يعنى بأننا نرغب فى إجراء تقريب غير نسبى . بالإضافة إلى ذلك ، فسوف نعطى الدالة الموجية $\psi(\mathbf{x}, t)$ ، والتى تصف موجة دى برولى تفسيراً فيزيائياً محدداً .

٨ – فى الفصل الخامس قنا بالفعل بإعطاء تفسيراً مرتجلا للدالة الموجية : « من الأكثر احتمالا أن توجد الدقيقة فى تلك المناطق من الفراغ التى تكون فيها السعة $\psi(\mathbf{x}, t)$ كبيرة . » سوف نقوم الآن بافتراض محدد والذى من خلاله سوف تصبح هذه الفكرة دقيقة .

دالة شرودينجر الموجية $\psi(\mathbf{x}, t)$ ، بمعنى ، سعة موجة دى برولى فى نظرية شرودينجر ، تصف التوزيع الاحتمالى للدقيقة فى الفراغ والزمن ، كما يلى . إذا ماحاولنا تعيين موضع مكان الدقيقة ، من خلال قياس موقعها عند لحظة الزمن t فإن **الاحتمال** بأن نجد الدقيقة فى جزء صغير من الحجم $d^3(\mathbf{x})$ تحوى النقطة $\mathbf{x}$ يتناسب مع $|\psi(\mathbf{x},t)|^2 d^3(\mathbf{x})$. الكثافة الاحتمالية إذن تتناسب مع التربيع المطلق للدالة الموجية .

هذا الافتراض أساسى ويعتبر مميزاً لنظرية شرودينجر . إذا ما أردنا إجراء حسابات دقيقة فمن الطبيعى أن نعطى بعض التفسيرات للدالة الموجية ، ويكون التفسير الاحتمالى الذى قمنا بصياغته فيما سبق ملائماً وجلياً فيزيائياً . هذه الفكرة المتعمقة والهامة قدمت أول ماقدمت بواسطة ماكس بورن * (Mox Born) .



ماكس بورن . ولد فى عام ١٨٨٢ فى مدينة برسلو بألمانيا (الآن ضمن بولندة) . درس بورن أولا الرياضيات فى برسلو . هيدلبرج ، زيوريخ وجوتنجن ، ولكنه توجه فى وقت لاحق إلى دراسة الفيزياء . فى عام ١٩٢١ عين أستاذاً للطبيعة النظرية فى جامعة جوتنجن . ترك بورن ألمانيا فى عام ١٩٣٣ ، وبعد ثلاث سنوات قضاها فى كمبردج عين أستاذاً للفلسفة الطبيعية بجامعة أدنبره بعد تقاعده فى عام ١٩٥٣ عاد إلى ألمانيا . منح جائزة نوبل فى عام ١٩٥٤ .

قدم بورن مساهمات بارزة فى تطور كل من ميكانيكا المصفوفات والميكانيكا الموجية ، بالإضافة إلى مجالات أخرى من الفيزياء . تفسيره الإحصائى لميكانيكا الكم تجدر الإشارة إليه على وجه الخصوص . لقد كانت خطوة أساسية من الواجب اتخاذها قبل أن تصبح النظرية حقيقة من الممكن تفسيرها فيزيائياً بطريقة ثابتة . (الصورة بأذن من *Physics Today*).

* M. Born, "Quantenmechanik der Stossvorgänge," *Zeitschrift für Physik* 38, 803 (1926).

٩ — دالة شرودينجر الموجية هي دالة مركبة القيمة تعتمد على المكان والزمن وهي تحقق معادلة شرودينجر (الخطية) والتي سنكتبها حالا . تناظر كل دالة موجية محددة حالة حركة محددة للجسيم . سنلاحظ الآن بأنه إذا ما كانت $\psi(\mathbf{x}, t)$ دالة موجية ممكنة ، فتكون الدالة $\psi_1(\mathbf{x},t) = e^{i\theta}\psi(\mathbf{x},t)$ ممكنة ، حيث θ تمثل أى ثابت حقيقى . بالإضافة إلى ذلك ، وهو أمر ذو أهمية قصوى ، فإن توزيعات الاحتمالات المحددة بواسطة ψ وبواسطة ψ_1 تكون متماثلة . هذا يعنى بأن الدالتين الموجيتين $\psi(\mathbf{x}, t)$ و $\psi_1(\mathbf{x}, t)$ تصفان نفس حالة الحركة للجسيم ويمكن التعبير عن ذلك فيما يلى : تصف كل دالة موجية حالة وحيدة من حركة الجسيم . والعكس ليس بصحيح : حالة حركة معينة للجسيم تحدد دالة شرودينجر الموجية فقط فى حدود معامل ثابت مركب مربعة المطلق مساو للوحدة بمعنى ، فقط فى حدود عامل مركب ذى قيمة مطلقة تساوى الوحدة . الوحدة . إذا ما اختلفت دالتـــان موجيتان بمثل هذا المعامل فإنهما تناظران نفس الحالة الفيزيائية .

١٠ — دع كتلة الجسيم تساوى m . نأخذ فى الاعتبار موجة مستوية بكمية تحرك $\mathbf{p}$. طاقة الجسيم تعطى إذن بالعلاقة ** :

$$E = \sqrt{m^2c^4 + c^2p^2} \qquad (١٠ أ)$$

دعنا الآن نطبق التقريب اللانسبى الذى نفترض فيه بأن سرعة الجسيم تقل كثيراً جداً عن سرعة الضوء . هذا يعنى بأن الحد $(cp)^2$ فى المعادلة (١٠ أ) يكون صغيراً جداً بالمقارنة بالحد $(mc^2)^2$ ، وعلى ذلك فيمكننا فك الجذر التربيعى فى (١٠ أ) مع الإبقاء على الحدين الأولين فقط :

$$E \cong mc^2 + \frac{p^2}{2m} \qquad (١٠ ب)$$

الحد الأول فى (١٠ ب) هو طاقة السكون للجسيم ، أما الحد الثانى فيمثل التعبير اللانسبى لطاقة الحركة للجسيم .

دالة دى برولى المناظرة ، والتى سنرمز لها بواسطة $\psi_B(\mathbf{x}, t)$ ، تعطى إذن تقريباً كالتالى :

$$\psi_B(\mathbf{x},t) = \exp\left(\frac{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right)\exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right) \qquad (١٠ جـ)$$

لقد كتبنا الدالة الموجية لحاصل ضرب لعاملين . الأول منهما سوف نرمز له بـ $\psi_S(\mathbf{x}, t)$:

$$\psi_S(\mathbf{x},t) = \exp\left(\frac{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right) \qquad (١٠ د)$$

** نستخدم نظام MKS أو csg للوحدات فى هذا الفصل .

وبذلك نحصل على

$$\psi_B(\mathbf{x},t) = \psi_S(\mathbf{x},t) \exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right) \qquad (١٠ هـ)$$

وإذن

$$|\psi_B(\mathbf{x},t)|^2 = |\psi_S(\mathbf{x},t)|^2 \qquad (١٠ و)$$

وكما نرى من المعادلة (١٠ و) فإن الدلتين الموجيتين ψ_S و ψ_B تختلفان فقط بعامل مركب له عامل قيمته الوحدة ولا يعتمد هذا العامل على حالة الحركة للجسيم ، بمعنى ، أنه لايعتمد على $\mathbf{p}$. التربيعات المطلقة للدالتين الموجيتين متماثلة فى كل مكان وعند كل الأزمنة . لوصف توزيع الاحتمال للجسيم يمكننا استخدام الدالة الموجية ψ_S وذلك يكافىء بالضبط استخدامنا لدالة دى برولى « الصحيحة » ψ_B . ذلك مايتم بالضبط فى نظرية شرودينجر ، وتؤخذ ψ_S ، كما تعطيها المعادلة (١٠ د) ، على كونها دالة شرودينجر الموجية والتى تصف جسيما حراً يتحرك بكمية التحرك الصغيرة $\mathbf{p}$. هذا الاصطلاح هو بالكامل شيء لسهولة استخدامه : لماذا نبقى على العامل $\exp(-itmc^2/\hbar)$ فى تسلسل حساباتنا بالرغم من أنه لايحمل أى « تأثير فيزيائى » فى النهاية ؟

١١ – موجة شرودينجرية اختيارية يمكن الحصول عليها كتراكب لموجات شرودينجرية مستوية من النوع (١٠ د) . للحصول على المعادلة الموجية التى تحققها كل الموجات الشرودينجرية فإننا نتبع الطريقة التى اتبعت فى البند ٣٧ من الفصل الخامس . بتغيير آخر ، نحصل على أبسط معادلة موجية خطية والتى تحقق بكل دالة موجية مستوية . الاستنتاج يماثل تماماً مناقشتنا فى الفصل الخامس ونحصل على

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x},t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{x},t) \qquad (١١ أ)$$

حيث تركنا الرمز السفلى S من الدالة الموجية : من الآن فصاعد سوف نتعامل فقط مع دالة شرودينجر الموجية $\psi_s(\mathbf{x}, t) = \sim (\mathbf{x}, t)$ والرمز السفلى إذن يصبح زائداً عن المرغوب فيه .

المعادلة (١١ أ) هى معادلة شرودينجر الموجية لجسيم طليق الحركة . تصف المعادلة حركة مثل هذا الجسيم فى التقريب اللانسبى . بمقارنة (١١ أ) مع المعادلة النسبية (٣٧ هـ) فى الفصل الخامس نلاحظ أن (١١ أ) تحتوى فقط على التفاضل **الأول** بالنسبة للزمن . بالإضافة إلى ذلك ، فإن سرعة الضوء لاتظهر فى المعادلة (١١ أ) وذلك يتمشى مع الطبيعة اللانسبية لنظرية شرودينجر .

١٢ – نأخذ فى الاعتبار الحل (١١ د) لمعادلة شرودينجر (١١ أ) وهو عبارة عن موجة مستوية . سرعة الطور v_f' للموجة هو

$$v_f' = \frac{\omega}{k} = \frac{p}{2m}, \qquad \text{حيث} \qquad k = \frac{p}{\hbar}, \quad \omega = \frac{p^2}{2m\hbar} \qquad (١٢ أ)$$

من جهة أخرى ، سرعة الطور v_f لموجة دى برولى المطاة (فى التقريب اللانسبى) فى (١٠ جـ) هى ،

$$v_f \cong \frac{mc^2}{p} + \frac{p}{2m} \qquad (١٢ \text{ ب})$$

من المحتمل أن ينزعج القارىء من حقيقة الأمر بأن سرعتى الطور v_f' و v_f ليستا متساويتين ، على الرغم من أن نوعى الموجات ψ_B و ψ_S يفترض أنهما يصفان بالضبط نفس الوضع الفيزيائى . على الرغم من ذلك ، فلا يوجد سبب للانزعاج : فسرعة الطور ليست نفس الشىء كسرعة الجسيم ، ولاتناظر أى شىء يمكن ملاحظته مباشرة . سرعة **المجموعة** v على الوجه الآخر ، تعطى بالعلاقة

$$\frac{1}{v} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{m}{p} \qquad (١٢ \text{ جـ})$$

بالنسبة لموجة شرودينجر ، وهذه السرعة تساوى بالفعل سرعة الجسيم كما يجب أن تكون لقد بينا من قبل ، فى الفصل الخامس ، أن سرعة المجموعة بالنسبة لموجة دى برولى تساوى أيضاً سرعة الجسيم ، وعلى ذلك فإن نوعى الموجتين ينتشران بنفس سرعات المجموعة .

١٣ — دعنا نحاول أن نخطو خطوة أخرى بأن نأخذ فى الاعتبار حركة جسيم فى مجال قوة خارجية ناشئة عن جهد . سوف نرمز إلى طاقة الوضع للجسيم بالرمز $V(\mathbf{x})$: الجهد دالة من موضع المكان وليس للزمن .

من المحتمل أن تساور القارىء بعض الشكوك بالنسبة لفكرة إدخال الجهد فى ميكانيكا الكم لوصف القوى المؤثرة على جسيم . بالطبع ، فإن القوى المؤثرة على جسيم تكون ناتجة عن وجود جسيمات أخرى ، ويقتضى التوافق أن توصف تلك الجسيمات بدلالة ميكانيكا الكم أيضاً . كل الجسيمات فى حالة فيزيائية معينة يجب أن توصف كموجات ، وعلى ذلك فإن النظرية الأساسية للتفاعلات المتبادلة يجب أن تكون نظرية تصف التفاعلات المتبادلة بين موجات دى برولى . لتلك الجسيمات . **نظرية المجالات الكمية** هى نظرية يتم فيها محاولة تطبيق مثل هذا الوصف الأساسى . تبعاً لتلك النظرية فإن موجة دى برولى التى تصف الكترون تتفاعل تفاعلا تبادلياً مع المجال الكهرمغناطيسى الكمى ، ومن الممكن لهذا المجال بدوره أن يتفاعل تفاعلا تبادلياً مع موجة دى برولى التى تصف بروتون . ينشأ التفاعل التبادلى الكهرمغناطيسى بين الكترون وبروتون إذن بطريقة غير مباشرة ، يتم التفاعل بواسطة المجال الكهرمغناطيسى الكمى . نعبر عن ذلك بالقول بأن التفاعل التبادلى ينشأ من خلال **تبادل للفوتونات** . (هذا شكل ظريف للكلام) .

على الرغم من ذلك ، فإننا نعمل فى هذا الفصل فى نطاق التقريبات المميزة لنظرية شرودينجر : أننا لانتعامل مع نظرية أساسية ولكن مع نظرية ظواهرية . إننا نهتم فقط بحركة جسيم **مفرد** ، وعلى ذلك فإنه من المعقول أن نحاول تمثيل كل الجسيمات الأخرى بواسطة **جهد مؤثر** $V(\mathbf{x})$ ، وبالإضافة إلى ذلك فإنه من المعقول أن نستنير بالقرين الكلاسيكى فى اختيار هذا الجهد .

يكون التبرير فى إدخال دالة جهدية جلياً بصفة خاصة إذا ما اعتبرنا حركة جسيم مشحون فى مجال كهربى عيانى ، معرف بواسطة عدد من الموصلات موصلة لبطاريات . نعلم بأنه يمكننا فى هذه الحالة وصف حركة

الكترون إلى درجة عالية من الدقة فى نطاق النظرية الكلاسيكية ، وطبيعة المسارات تحدد بواسطة الجهد الكهرستاتى المحدد بنظام الموصلات . على الرغم من ذلك ، يجب أن يكون واضحاً بديهياً بأن التأثير المحصل لكل هذه « التبادلات الفوتونية » يمكن وصفه بدلالة جهد كهرستاتى يتأثر به الألكترون فى الفراغ .

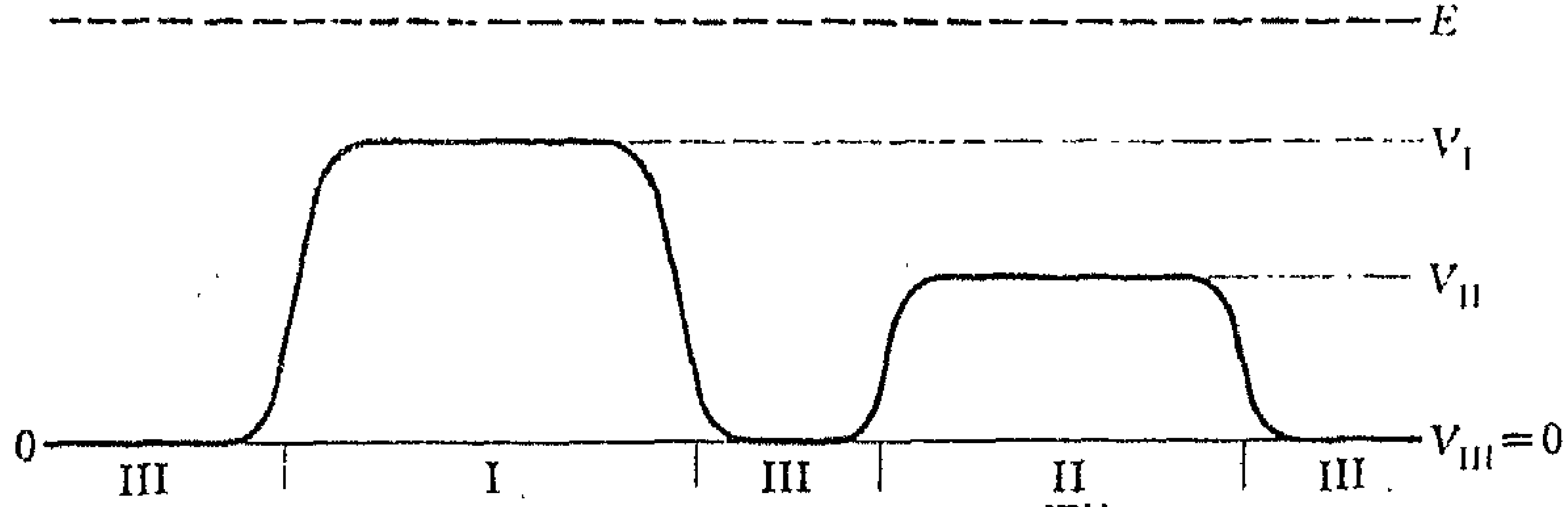
١٤ – تعتبر فكرة إدخال دالة جهد مؤثر فى نظرية شرودينجر من وجهات كثيرة مماثلة تماماً لإدخال معامل الانكسار فى علم البصريات الكلاسيكى . نعلم جيداً بأن الزجاج يعتبر مادة غير متجانسة على المقياس المجهرى ، لكنه مكون من ذرات . إذا ما أردنا وصف انتشار موجة ضوئية (فوتون) خلال الزجاج بطريقة مبدئية فيجب علينا إذن أن نأخذ فى الاعتبار التفاعل المتبادل للموجة الضوئية مع كل الذرات المكونة للزجاج ككل . من ناحية أخرى ، إذا ما ارتضينا بوصف ظواهرى عن كيفية انتشار الضوء خلال الزجاج ككل (والذى من الممكن أن يكون من مكونات نظام ضوئى) فمن الممكن إذن وصف تأثير كل التفاعلات المتبادلة المبدئية بواسطة معامل انكسار مؤثر . وكما قلنا فيوجد تماثل مؤكد بين معامل الانكسار وبين الجهد فى نظرية شرودينجر ، وسوف يساعد فى تفهم نظرية شرودينجر إبقاء هذا التماثل فى خلفيتنا من التفكير . يجب أن نتذكر أيضاً أن وصف الخواص الكهرمغناطيسية لجسم صلب من خلال معامل الانكسار له حدود . بالمثل توجد أوضاع فيزيائية لايمكن أن توصف فيها التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات الأولية بواسطة دالة جهدية تكون الدالة الجهدية ذات معنى فقط فى تلك الحالات الفيزيائية التى يتحقق فيها الافتراضان الأساسيان لنظرية شرودينجر .

١٥ – نعتبر الآن وضعاً يوجد فيه منطقة محددة من الفراغ ، المنطقة I ، التى تساوى فيها طاقة الوضع للجسم المقدار V_I . لنفرض وجود منطقة أخرى محددة ، المنطقة II تكون فيها طاقة الوضع V_{II} . بالإضافة إلى ذلك ، دعنا نفترض بأن طاقة الوضع تتضاءل بسرعة إلى الصفر عند حدود تلك المناطق . نسمى مايخرج عن ذلك بالمنطقة III ، على ذلك فإننا نفترض بأن $V_{III} = 0$. يبين الشكل ١٥ أ الوضع تخطيطياً ، حيث الخطوط المتصلة الثقيلة تمثل الجهد كدالة لموضع المكان .

نفترض الآن بأن جسيما بطاقة كلية غير نسبية E يتحرك فى هذا المجال من جهد القوة . بما أن اعتباراتنا غير نسبية فإن E تمثل حاصل جمع طاقتى الحركة والوضع للجسيم ، ولا تشتمل الآن على طاقة السكون mc^2 . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية فإن طاقة الحركة للجسيم تكون إذن E فى المنطقة III ، $(E - V_I)$ فى المنطقة I و $(E - V_{II})$ فى المنطقة II . ترتبط طاقة الحركة ، E_{kin} ، بكمية التحرك p للجسيم من خلال العلاقة

$$E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m} \qquad (١٥\text{أ})$$

تمثل الطاقة الكلية بالخط المتقطع فى الشكل (١٥ أ) . نفترض فى الوقت الحالى بأن الطاقة الكلية أكبر فى كل مكان من طاقة الوضع .



شكل ١٥ أ « نستنبط » معادلة شرودينجر أولا بإيجاد المعادلات التى تحققها موجة بطريقة معقولة فى المناطق I ، II ، و III وخلال كل منها يكون الجهد ثابتاً يمكننا بسهولة أن نرى بأن المعادلات (١٦ جـ) ، (١٦ هـ) و (١٦ و) يجب أن تتحقق وبعد ذلك ، ندمج تلك المعادلات عن طريق التحايل إلى المعادلة المفردة (١٧ أ) والتى هى معادلة شرودينجر .

يمثل الجهد فى هذا الشكل بواسطة الخط المستمر . يفترض أن الطاقة E هى أكبر من الجهد فى المناطق الثلاث . يمثل مقدار الطاقة بواسطة الخط المتقطع الثقيل ، والذى بذلك يقع بأعلى منحنى طاقة الجهد .

١٦ – لنتدارس الآن سلوك الموجة الشرودينجرية المصاحبة لجسيم . يرتبط تردد الموجة ω بالطاقة E بواسطة العلاقة $E = \hbar\omega$ ، وتعتمد الدالة الموجية إذن على الزمن t من خلال العامل $\exp(-itE/\hbar)$ فقط . يترتب على ذلك أن الموجة الشرودينجرية المصاحبة لجسيم يتحرك بطاقة محددة E تحقق المعادلة

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathrm{x},t) = E\psi(\mathrm{x},t) \qquad \text{(١٦ أ)}$$

تحدد كمية التحرك لجسيم اعتماد الموجة المكانى : كمية التحرك p والطول الموجى λ يرتبطان بواسطة معادلة دى برولى $\lambda = h/p$. اعتبر موجة بطاقة E فى المنطقة III . نتخيل بأننا قد حللنا هذه الموجة إلى تراكب من موجات مستوية . سوف يعطى الاعتماد المكانى لتلك الموجات المستوية بواسطة العامل الأسى $\exp(i\mathrm{x}\cdot\mathbf{p}/\hbar)$ حيث يعطى مقدار $\mathbf{p}$ بواسطة

$$E = \frac{p^2}{2m} \qquad \text{(١٦ ب)}$$

يترتب على ذلك بأن كل واحدة من تلك الموجات تحقق المعادلة التفاضلية

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \psi(\mathrm{x},t) = E\psi(\mathrm{x},t) \qquad \text{(١٦ جـ)}$$

إذن موجة شرودينجر والتى تناظر جسيما ذا طاقة E يجب أن تحقق المعادلة التفاضلية (١٦ جـ) خلال كل المنطقة III .

اعتبر الآن الموجة فى المنطقة I . إذا ماحللنا الموجة فى هذه المنطقة إلى موجات مستوية من الشكل $\exp(i\mathbf{x}.\mathbf{p}/\hbar)$ فإن مقدار كية التحرك المتجهة p سوف يحدد ، على سياق (١٥ أ) ، بواسطة

$$\frac{p^2}{2m} = E_{\text{kin}} = E - V_{\text{I}} \tag{١٦ د}$$

ونستخلص بأن موجة شرودينجر فى المنطقة I يجب أن تحقق المعادلة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \psi(\mathbf{x},t) = (E - V_{\text{I}})\,\psi(\mathbf{x},t) \tag{١٦ ﻫ}$$

بالمثل نستخلص أن دالة موجة شرودينجر فى المنطقة II يجب أن تحقق المعادلة التفاضلية (١٦ و)

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \psi(\mathbf{x},t) = (E - V_{\text{II}})\,\psi(\mathbf{x},t) \tag{١٦ و}$$

١٧– أن تسلسل آرائنا التى أدت إلى المعادلات الثلاث (١٦ جـ) ، (١٦ ﻫ) و (١٦ و) ، التى تحققها الدالة الموجية فى المناطق I ، II ، و III يبدو مقنعاً بالتأكيد ، ومن المغرى جداً دمج تلك المعادلات فى المعادلة الواحدة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \psi(\mathbf{x},t) = [E - V(\mathbf{x})]\,\psi(\mathbf{x},t) \tag{١٧ أ}$$

حيث $V(\mathbf{x})$ هى دالة الجهد التى تأخذ القيم V_I ، V_{II} ، $V_{III} = 0$ فى المناطق الثلاث . على الرغم من ذلك ، فيجب ملاحظة أننا لم نقدم أية معلومات حول الكيفية التى تكون عليها المعادلة التفاضلية « الصحيحة » فى مناطق الحدود التى يتغير فيها الجهد بسرعة ، وبذلك فإنه ليس من الواضح بأن المعادلة (١٧ أ) يجب أن تطبق فى كل مكان . فى الحقيقة يريد المؤلف الآن بأن يعترف بأنه قد رتب الحجج المؤدية إلى معادلاتنا ، وبأنه قد رسم الصورة فى الشكل ١٥ أ بطريقة متعمدة بحيث تجعل القارىء يعتقد بأن المعادلة (١٦ ﻫ) ، مثلا ، يجب أن تكون صحيحة . فى الواقع يوجد مأخذ فى حجتنا . طالما أن المنطقة II كبيرة جدا بالمقارنة بالطول الموجى لموجة دى برولى فى هذه المنطقة فيمكننا تقبل استنتاجنا (١٦ ﻫ) باطمئنان على أنه يبدو مقنعاً للغاية . ويجب ألا يعتمد السلوك المحلى للموجة فى مكان ما على الجهد فى مكان آخر ، والعلاقة بين الطول الموجى وطاقة الحركة يجب إذن أن تكون وفقاً لافتراضنا . على الرغم من ذلك ، فإن الوضع يختلف إذا ما كانت المنطقة II صغيرة بالمقارنة بالطول الموجى ، بمعنى ، إذا ما كان الجهد $V(\mathbf{x})$ يتغير بدرجة كبيرة على مدى طول موجى . فى هذه الحالة ، ليس من الواضح كثيراً الكيفية التى يجب أن يكون عليها الاعتماد المكانى للدالة الموجية ، ذلك لأن « الطول الموجى » عند النقطة x ، كما هو معروف من خلال علاقة دى برولى بدلالة الطاقة الحركية ، $[E - V(x)]$ ، يكون دالة للمكان .

على ذلك فإنه ليس من الواضح ضمنياً بأن المعادلة (١٧ أ) هى المعادلة الصحيحة فى كل مكان من الفراغ ، ولكل دالة جهد $V(\mathbf{x})$. بالرغم من ذلك فسوف نفترض مع شرودينجر ، بأن المعادلة (١٧ أ) صحيحة .

كمعادلة تصف الموجات الشرودينجرية فهى على الأقل معادلة معقولة ، ويجب إعطاؤها تقديراً عادلا . على الرغم من ذلك ، أردنا أن نوضح أن مناقشتنا ليست برهاناً على صحة المعادلة (١٧ أ) لكنها بالأحرى حجة تبدو مقنعة لصالحها . وفى الواقع يمكننا القيام بما هو أحسن قليلا . فأحد المداخل الممكنة هو أن نبدأ من الكهرديناميكا الكمية ، فى هذه الحالة يمكننا أن نبين أن المعادلة (١٧ أ) ، كما تطبق فى المسائل غير النسبية المتعلقة بالذرات والجزيئات ، تنشأ كتقريب فى صياغة نظرية المجالات . مدخل آخر هو أن ندرس منهجيا ماهية المعادلات الموجية الممكنة التى تسمح بتفسير فيزيائى معقول ، متضمنة التفسير الاحتمالى الذى نوقش فى البند الثامن .

نرغب فى الإبقاء على هذا التفسير للدالة الموجية فى الحالة التى يكون فيها الجسم تحت تأثير قوى . من الممكن إذن تبيان أن المعادلة (١٧ أ) هى ، فى مفهوم معين ، أبسط معادلة موجية بالنسبة للمسألة الميكانيكية — الكمية التى « تناظر » المسألة الكلاسيكية لجسم يتحرك فى مجال جهد قوة $V(\mathbf{x})$. سوف تأخذنا محاولة اختبار تلك الحجج بالتفصيل بعيداً ، ويجب إذن أن نتقبل المعادلة (١٧ أ) كافتراض عملى على أساس الحجج التى قدمناها .

١٨ — ترمز المعادلة (١٧ أ) إلى موجة ذات طاقة محددة E . تنطبق العلاقة (١٦ أ) على مثل هذه الموجة ، وعلى ذلك يمكننا كتابة (١٧ أ) فى الصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\,\psi(\mathbf{x},t)+V(\mathbf{x})\,\psi(\mathbf{x},t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{x},t) \qquad (\text{١٨ أ})$$

فى هذه المعادلة لم يعد هناك وجود بالنسبة لـ E ، وبذلك تنطبق (١٨ أ) بالنسبة لكل E ، وإذن لكل موجة شرودينجرية .

المعادلتان (١٧ أ) و (١٨ أ) هما معادلتا شرودينجر المشهورتان . تعرف المعادلة (١٨ أ) **كمعادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن** ، على حين تعرف المعادلة (١٧ أ) **كمعادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن.** يجب أن نبقى فى خلفيتنا أن المعادلة (١٨ أ) هى التى تنطبق على كل الموجات الشرودينجرية ، على حين أن (١٧ أ) (لقيمة معينة لـ E) تنطبق فقط على الموجات الشرودينجرية التى تصف جسما ذا طاقة كلية E .

يتأتى أفضل تبرير ممكن للمعادلتين (١٧ أ) و (١٨ أ) ، بالطبع ، من مقارنة توقعات معتمدة على هاتين المعادلتين مع حقائق عملية . فى وقت قصير بعد اكتشاف شرودينجر العظيم طبقت المعادلة على مسائل كثيرة فى نطاق الفيزياء الذرية والجزيئية بنجاح رائع ، وأخذت تلك الأفرع من الفيزياء دفعة كبيرة إلى الأمام. لعب شرودينجر بنفسه دوراً نشطاً فى هذا التطور ، وفى الفصل التالى سوف نرى كيف أمكنه تفسير الحالات شبه المستقرة للذرات . لدينا كل الأسباب التى تدعونا إلى الإعجاب بنفاذ بصيرة شرودينجر فقط فى كتابة المعادلة (١٨ أ) التى أصبحت المعادلة الصحيحة للمواقف التى قصدت من أجلها .

ليس فى نيتنا مناقشة النظرية العامة لحل المعادلة (١٨ أ) فى هذا المقرر : يمكن الاحتفاظ بذلك لمقررات أكثر تقدماً . نرغب فقط بأن نأخذ فى الاعتبار بعض التطبيقات البسيطة جداً لنظرية شرودينجر لرؤية كيفية عملها .

بعض مسائل الحواجز البسيطة

١٩ – لقد افترضنا بأن معادلات شرودينجر (١٧ أ) و (١٨ أ) صالحتان بالنسبة لدالة جهد اختيارية $V(x)$.

على الرغم من ذلك ، فلقد أخذنا فقط الاعتبار فى استنتاجنا للمعادلة (١٧ أ) الحالة التى يكون فيها الجهد $V(x)$ أصغر فى كل مكان عن الطاقة الكلية E . دعنا الآن نرى ماسيحدث فى حالة وجود مناطق فى الفراغ يكون فيها الجهد أكبر من E . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية تعتبر تلك المناطق مغلقة بالنسبة للجسيم ، ولكن سوف نرى بأن الوضع مختلف فى الميكانيكا الكمية .

للسهولة فسوف نقصر مناقشتنا على عالم ذى بعد واحد : يمكن للجسيم أن يتحرك على مدى خط ، ويعين موضع مكانه بالأحداثى x . للنموذج ذو البعد الواحد الميزة الكبيرة بأن معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن تؤول إلى معادلة تفاضلية عادية بدلا من معادلة تفاضلية جزئية ، وتكون بذلك المعالجة الرياضية أسهل كثيراً . على الرغم من ذلك ، فإن الملامح الأساسية ستكون بارزة فى هذا النموذج البسيط .

٢٠ – نأخذ فى الاعتبار معادلة شرودينجر فى الحالة التى تكون فيها طاقة الجسيم $E > 0$ ، ويصبح النظير ذو البعد الواحد للمعادلة (١٧ أ) كالتالى

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi(x,t) = [E - V(x)]\,\psi(x,t) \qquad (\text{٢٠ أ})$$

يعطى الاعتماد الزمنى للدالة الموجية $\psi(x, t)$ بالعامل $\exp(-itE/\hbar)$ ، وإذا ما أردنا يمكننا كتابة

$$\psi(x,t) = \varphi(x)\exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right) \qquad (\text{٢٠ ب})$$

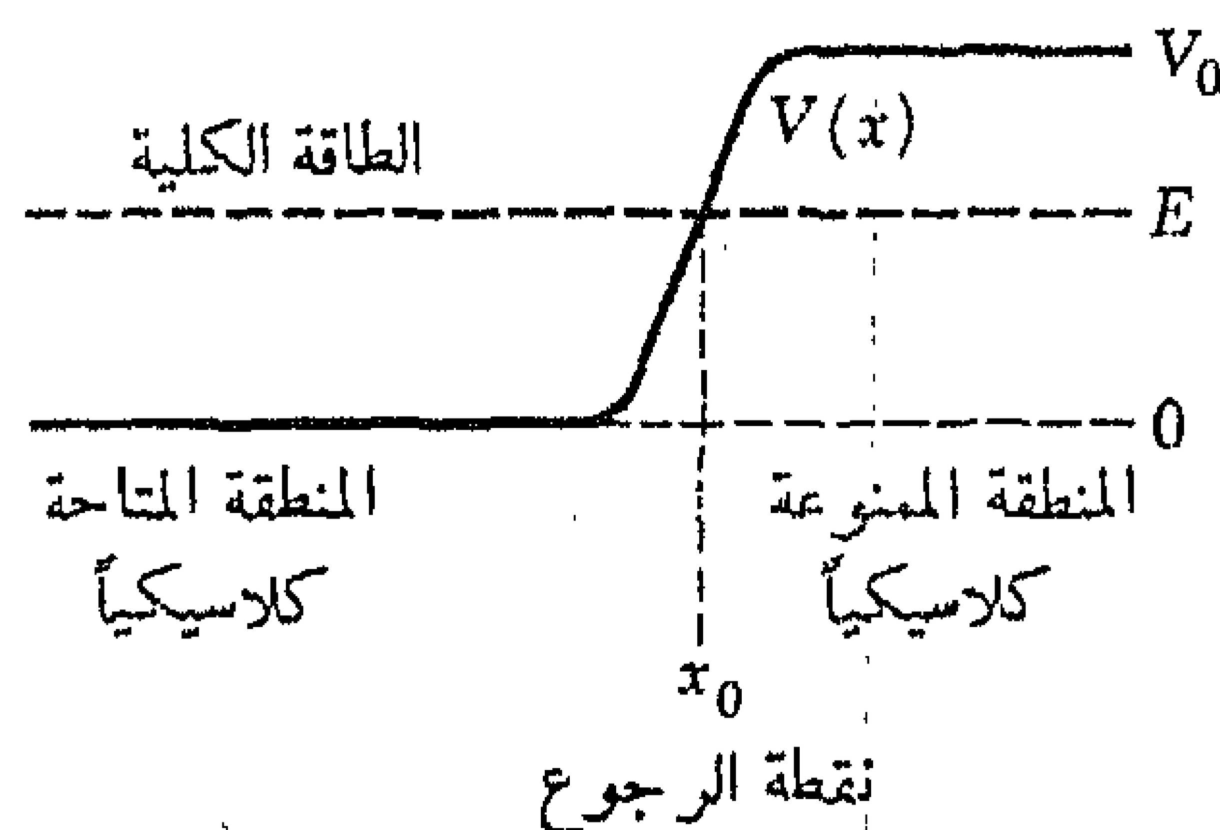
فى هذه الحالة يحقق العامل $\varphi(x)$ ، غير المعتمد على الزمن ، نفس المعادلة (٢٠ أ) بالصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x) = [E - V(x)]\,\varphi(x) \qquad (\text{٢٠ ج})$$

وهى معادلة تفاضلية عادية . إذا ما استطعنا حل هذه المعادلة للحصول على $\varphi(x)$ فيمكننا الحصول على دالة شرودينجر $\psi(x, t)$ عن طريق (٢٠ ب) .

٢١ – نأخذ فى الاعتبار الآن الحالة المبينة فى شكل ٢١ أ . الخط المتقطع يرمز إلى الطاقة الكلية E ، على حين يمثل الخط الكامل دالة الجهد $V(x)$. نفترض بأنه عند اتجاهنا إلى اليسار فى الشكل فإن الجهد يميل إلى القيمة الثابتة صفر ، على حين يتجه الجهد إلى القيمة الثابتة $V_0 > E$ عند اتجاهنا إلى اليمين فى الشكل. النقطة x_0 التى تأخذ عندها طاقة الحركة القيمة صفراً ، تعرف **بنقطة الرجوع** . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية يتوقف جسيم عند هذه النقطة عند سقوطه من جهة اليسار . المنطقة على يمين x_0 تكون مغلقة بالنسبة للجسيم الكلاسيكى .

يجب الآن حل المعادلة (٢٠ جـ) بالنسبة للجهد المبين فى شكل ٢١ أ .الحل $\varphi(x)$ دالة ما لـ x تكون متصلة و لها معامل تفاضل أول متصل . يمكننا التخمين بدون إجراء حل صريح للمعادلة ، بأن الدالة $\varphi(x)$ سوف لا تتلاشى إلى اليمين من x_0 ، وتبعاً للتفسير الاحتمالى للدالة الموجبة ، فإن ذلك يعنى وجود احتمال معين غير متلاشى بوجود الجسيم إلى اليمين من x_0. إذن تتوقع ميكانيكا الكم بأن يتمكن الجسيم من الاختراق إلى منطقة محرمة عليه تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية .

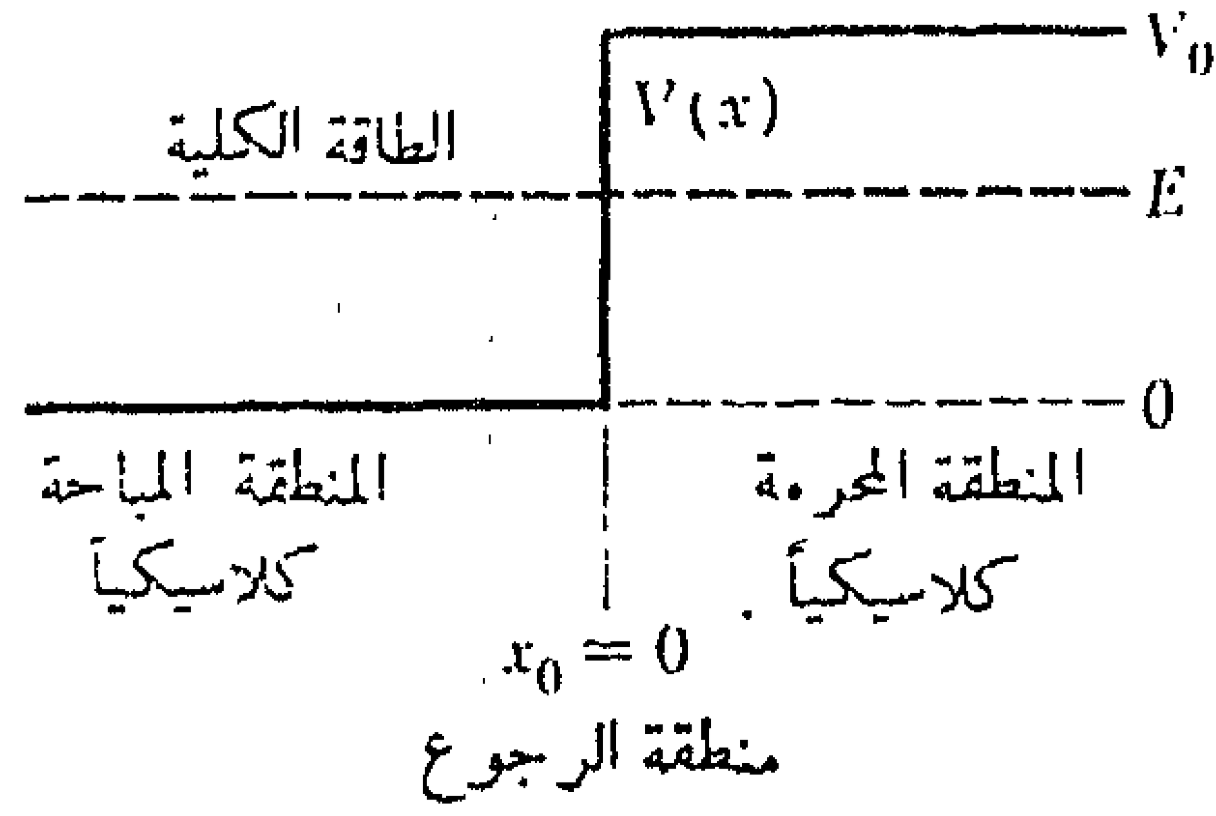


شكل ٢١ أ لتوضيح المناقشة فى البند ٢١ . الخط الكامل يمثل الجهد والخط المتقطع الثقيل يعين قيمة الطاقة الكلية E . النقطة x_0 التى يساوى عندها الجهد E هى نقطة الرجوع الكلاسيكية . تبعاً لميكانيكا الكم فيوجد احتمال نهائى بأن يوجد الجسيم فى المنطقة المحرمة كلاسيكياً .

٢٢ — دعنا نحاول دراسة هذه الظاهرة بوضوح أكثر . من أجل هذا الغرض فإننا نبسط مشكلاتنا أكثر باستبدال الجهد المتدرج الارتفاع من النوع المبين فى الشكل ٢١ أ بجهد السلم المبين فى الشكل ٢٢أ للسهولة أيضاً نختار نقطة الرجوع x_0 لتكون نقطة الأصل $x_0 = 0$ على المحور x إذن

$$V(x) = 0 \quad \text{for } x < 0 \qquad V(x) = V_0 > E \quad \text{for } x > 0 \qquad (\text{٢٢ أ})$$

يمكن اعتبار الجهد المبين فى شكل ٢٢ أ الحالة الحدية لجهود من النوع المبين فى شكل ٢١أ . يرتفع الجهد بحدة أكثر فأكثر حتى نصل إلى الحالة المثالية المبينة فى شكل ٢٢ أ . طالما يكون الجهد دالة متصلة تكون الدالة الموجية متصلة ويكون لها تفاضل أول متصل . ويحافظ على هذه الخاصية فى الحالة الحدية لجهد سلم . على الرغم من ذلك ، فإن التفاضل الثانى للدالة الموجية فى الحالة الأخيرة ، سيبدى « قفزة » ، بصفة عامة . يجب أن يلاحظ بأن هذه التعبيرات تعبيرات رياضية عن المعادلات التفاضلية التى تنشأ فى نظرية شرودينجر . يجب علينا كفيزيائيين أن نعتبر جهد السلم كشئ مثالى لجهد واقعى ، وإذن سوف لا يكون هناك شك أبداً بأن الدالة الموجية الفيزيائية يجب أن تحقق خاصية الاستمرارية المذكورة .



شكل ٢٢ أ لتبسيط المناقشة الرياضية يستبدل الجهد المستمر فى التغير فى شكل (٢١ أ) بجهد السلم ، كما هو مبين بأعلاه .

٢٣ – دعنا نأخذ فى الاعتبار المعادلة الموجية فى المنطقة $x > 0$. فى هذه المنطقة تتبوأ الشكل .

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x) = (E - V_0)\varphi(x) \qquad (٢٣ أ)$$

ويمكننا على الفور إيجاد حلين غير معتمدين خطياً ، بمعنى

$$\exp(-xq), \qquad \exp(+xq), \quad \text{where } q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \qquad (٢٣ ب)$$

يتزايد الحل $\exp(+xq)$ أسياً مع الزيادة فى x ، وكذلك يسلك تربيعه المطلق . تبعاً لتفسيرنا الاحتمالى للدالة الموجية فذلك يعنى بأن الكثافة الاحتمالية لوجود الجسيم تتزايد بدون حد مع زيادة x ولا يمكن قبول حل بهذه الكيفية فيزيائياً . وهكذا نصادف هنا مثالا آخر للشروط الحدية التى يجب أن تحققها حلول ، لها معنى فيزيائى ، لمعادلة موجية : حل يتزايد بدون حدود مع زيادة x يجب استبعادة على أساس فيزيائى . ذلك يتركنا مع الحل $\exp(-xq)$ كالإمكانية الوحيدة ، وإذا ما رمزنا إلى الدالة الموجية فى المنطقة $x > 0$ بالرمز $\varphi_R(x)$ نحصل على

$$\varphi_R(x) = \exp(-xq) \qquad (٢٣ جـ)$$

٢٤ – نأخذ فى الاعتبار بعد ذلك المنطقة $x < 0$ فى هذه المنطقة تتبوأ معادلة شرودينجر الشكل

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x) = E\varphi(x) \qquad (٢٤ أ)$$

وحلان غير معتمدان خطياً لهذه المعادلة يكونان

$$\exp(ixk), \qquad \exp(-ixk), \qquad \text{where } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \qquad (٢٤ ب)$$

هذان الحلان هما حلان دوريان : فهما لا يزدادان بدون حد عند اتجاه x إلى $\infty-$ كلا الحلين مقبول فيزيائياً * ، وإذا ما رمزنا إلى الدالة الموجية فى المنطقة $x < 0$ بالرمز $\varphi_L(x)$ فإننا نستخلص بأن هذه الدالة الموجية يجب أن تكون على شكل

$$\varphi_L(x) = A \exp(ixk) + B \exp(-ixk) \qquad (٢٤ جـ)$$

حيث A و B ثابتان .

كيف يمكننا تعيين الثابتين A و B ذكرنا بأن الدالة الموجية يجب أن تكون مستمرة ولها تفاضل أول مستمر أيضاً . هذا يعنى أن الدالتين $\varphi_R(x)$ و $\varphi_L(x)$ يجب أن تتطابقا عند نقطة الأصل بطريقة بحيث

$$\varphi_R(0) = \varphi_L(0), \qquad \varphi'_R(0) = \varphi'_L(0) \qquad (٢٤ د)$$

لأنهما تمثلان نفس الدالة الموجية ولكن فى منطقتين مختلفتين ومتقابلتين عند نقطة الرجوع $X_o = 0$ يعطينا الشرطين (٢٤ د) معادلتين ، بمعنى

$$A + B = 1, \qquad ik(A - B) = -q \qquad (٢٤ هـ)$$

وهاتان المعادلتان تعينان الثابتين A و B ببساطة يكون الحل

$$A = \frac{(1 + iq/k)}{2}, \qquad B = \frac{(1 - iq/k)}{2} \qquad (٢٤ و)$$

٢٥ – لتفسير حلنا فن السهولة ضرب الدالة الموجية (فى كل مكان) بالثابت $1/A$: يمكننا القيام بذلك لأن معادلة شرودينجر معادلة خطية . ويمكننا إذن كتابة الحل بوضوح على الصورة :

$$\varphi(x) = e^{ixk} + \left[\frac{1 - i\sqrt{V_0/E - 1}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}}\right] e^{-ixk}, \qquad \text{for } x < 0 \qquad (٢٥ أ)$$

و

$$\varphi(x) = \frac{2e^{-xq}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}}, \qquad \text{for } x > 0 \qquad (٢٥ ب)$$

حيث

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \qquad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \qquad (٢٥ جـ)$$

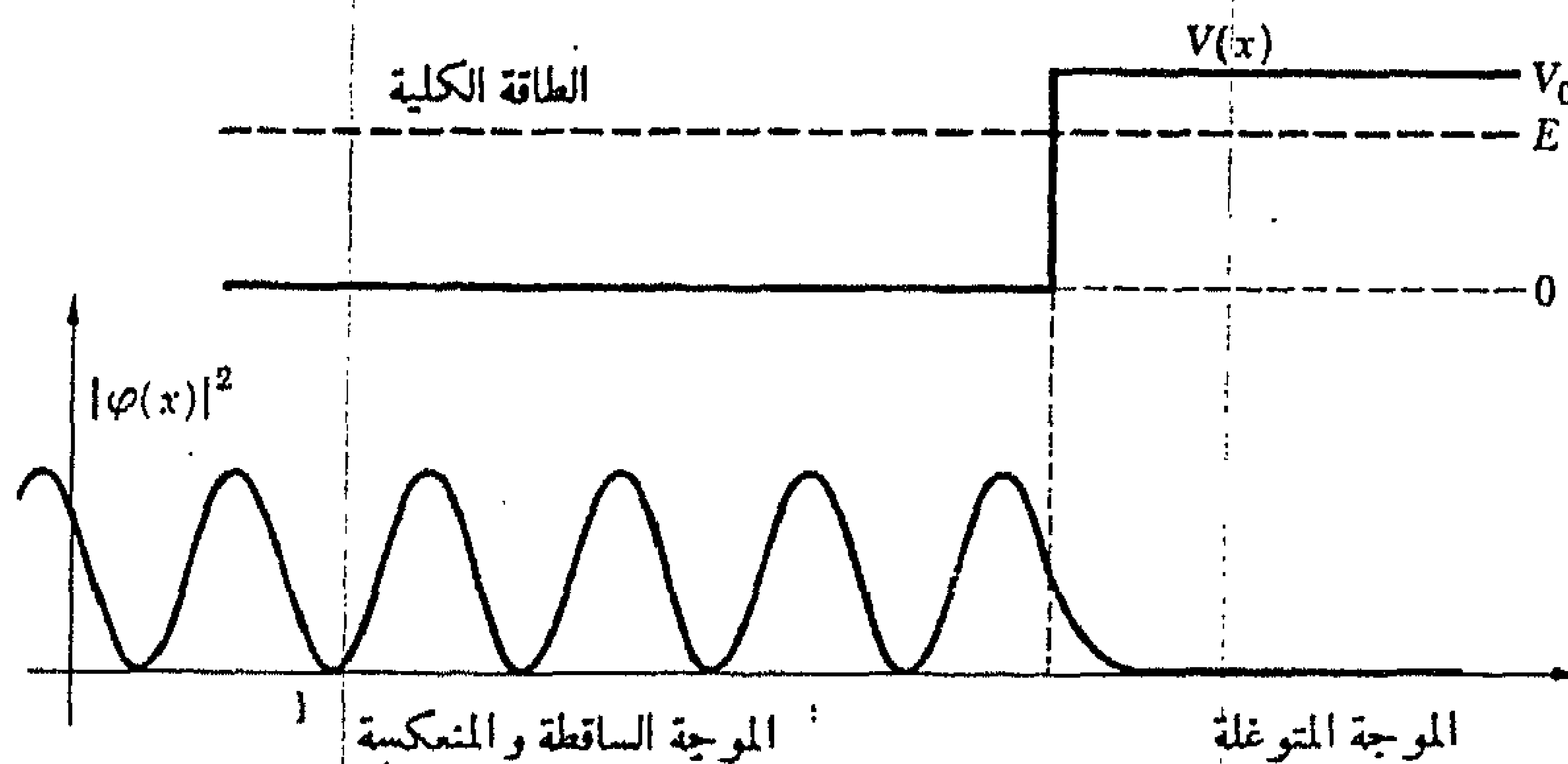
* إذا ماتسبب هذا التصريح فى قلق القارىء أنظر البند (٥١) من هذا الفصل .

اعتبر الآن الدالة الموجية فى المنطقة $x < 0$ ، كما تعطى فى (٢٤ أ) هى تراكب من موجتين . الحد الأول ، $\exp(ixk)$ ، يمثل موجة متحركة إلى اليمين. الحد الثانى ، يتناسب مع $\exp(-ixk)$ يمثل موجة متحركة إلى اليسار . العامل الموجود قبل $\exp(-ixp)$ فى الحد الثانى ذو معامل مساو للوحدة :

$$\left|\frac{1-i\sqrt{V_0/E-1}}{1+i\sqrt{V_0/E-1}}\right| = 1 \qquad (٢٥ \text{ د})$$

والموجتان إذن لهما سعتان بنفس المقدار . التربيع المطلق لسعة موجة يجب بطريقة ما أن يكون متناسباً مع « فيض » الجسيمات ، ونستخلص أن الدالة الموجية فى (٢٥ أ) تصف الموقف الذى يرتد فيه جسيم ساقط من جهة اليسار بواسطة « تل » الجهد . يكون هـذا التفسير متوافقاً مع الصورة الكلاسيكية لما يجرى .

الدالة الموجية فى المنطقة $x > 0$ ، كما تعطيها (٢٥ ب) ، تصف الاختراق بواسطة الموجة الشرودينجرية إلى المنطقة المحرمة كلاسيكياً على الجسيم . تتضاءل سعة الموجة المخترقة أسياً كلما توغلنا أكثر فى المنطقة المحرمة ، وعند مسافات كبيرة من الحاجز تكون السعة من كل الوجهات العملية مساوية للصفر ، بما يتماشى مع الصورة الكلاسيكية . توضح تلك الملامح فى الشكل ٢٥ أ.



شكل ٢٥ أ يبين الجزء العلوى من الشكل الجهد $V(x)$ الطاقة الكلية E يوضحها الخط المتقطع الثقيل . الجزء السفلى من الشكل يبين التربيع المطلق للدالة الموجية $\varphi(x)$ كما نرى تتوغل الموجة فى المنطقة المحرمة كلاسيكياً . على اليسار من الحاجز يوجد لدينا تنظيم موجى ساكن ، الذى ينشأ بسبب تداخل الموجة المنعكسة مع الموجة الساقطة . لاحظ أن الدالة الموجية وتفاضلها يكونان مستمرين عند نقطة الرجوع .

٢٦ – من المشوق النظر إلى الحالة النهائية عندما يؤول ارتفاع الحاجز الجهدى إلى ما لانهاية ، بمعنى ، عندما $V_0 \to +\infty$ (مع الإبقاء على الطاقة E ثابتة) . بالتمعن فى (٢٥ جـ) نرى أنه عندما يؤول V_0

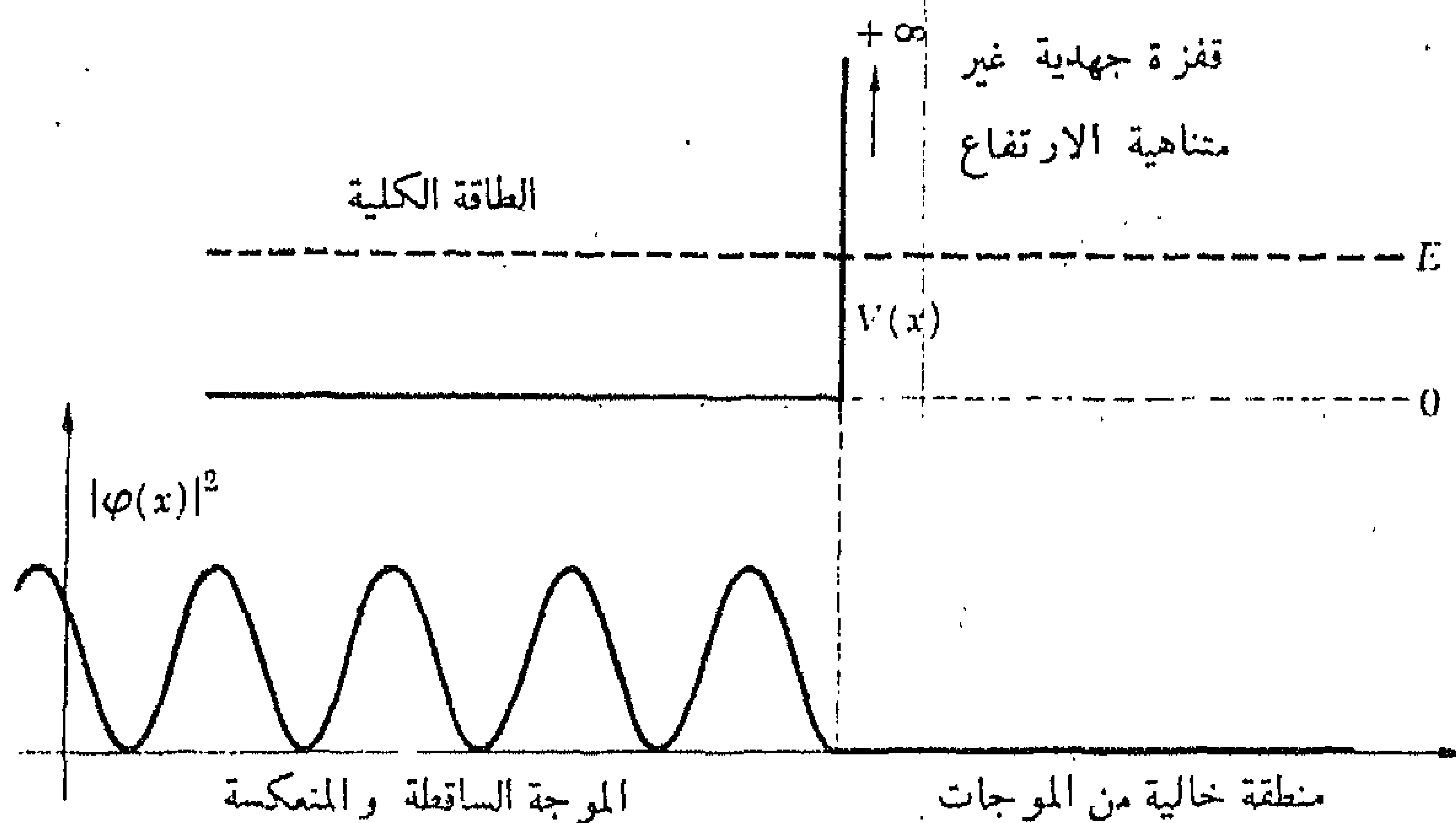
إلى ما لا نهاية ، فإن q أيضاً سوف تؤول إلى ما لا نهاية ، الأمر الذى يعنى بأن معدل نقصان الدالة الموجية بالنسبة للمسافة (مقاسة من نقطة الرجوع الكلاسيكية) تؤول إلى ما لا نهاية . تتوغل الدالة الموجية أقل فأقل فى المنطقة المحرمة . نلاحظ باختبار (٢٥ ب) أن سعة الموجة المخترقة تؤول إلى الصفر عندما يؤول V_0 إلى ما لا نهاية . فى الحالة النهائية لتل جهدى غير متناهى الارتفاع نحصل إذن على :

$$\varphi(x) = e^{ixk} - e^{-ixk} \quad \text{for } x < 0 \qquad (٢٦\ أ)$$

$$\varphi(x) = 0 \quad \text{for } x > 0 \qquad (٢٦\ ب)$$

نستخلص أنه إذا ما كان الحاجز الجهدى غير متناهى الارتفاع ، فإذن يجب أن تتلاشى الدالة الموجية عند الحاجز ، بمعنى ، عند $x = 0$ ، وبالمثل على يمين الحاجز بمعنى ، بالنسبة لـ $x > 0$.

الشكل (٢٦ أ) يبين تصرف التربيع المطلق للدالة الموجية ، بمعنى ، الكثافة الاحتمالية للجسيم . لاحظ أن الكثافة الاحتمالية تبدى تغيراً دورياً على يسار الحاجز . ذلك هو تأثير التداخل الميكانيكى الكمى والذى لا يقابله قرين فى الميكانيكا الكلاسيكية . بالطبع ، يمكن ملاحظة نفس الملامح فى شكل ٢٥ أ .



شكل ٢٦ أ يوضح هذا الشكل الحالة الحدية لجهد سلم غير متناهى الارتفاع . (قارن مع شكل ٢٥ أ) . الجزء العلوى للشكل يبين الجهد . الخط المتقطع الثقيل يعنى الطاقة الكلية E . الجزء السفلى يبين التربيع المطلق للدالة الموجية $\varphi(x)$ تتلاشى الدالة الموجية ، وليس تفاضلها الأول ، عند نقطة الرجوع . بالطبع ، سيتلاشى تفاضل تربيع الدالة الموجية ، عند هذه النقطة .

٢٧ – أخذنا فى الاعتبار بالتفصيل حالة جهد السلم من أجل إعطاء القارئ الثقة بأن معادلة شرودينجر يمكن حلها ، وبأن الحلول يمكن تفسيرها فيزيائياً . إذا ما أعطينا أى جهد معقول الاستمرارية ، أو جهد مستمر على النمط السلمى فيمكننا أن نكون على ثقة بأن الحل موجود .

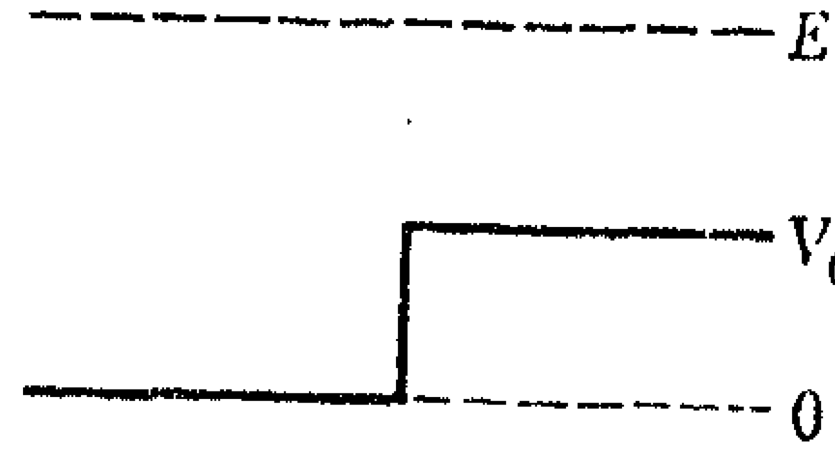
على الرغم من ذلك ، فإن إيجاد الحل بوضوح لا يكون بالشئ السهل فى الكثير من الأحيان ، لكن التعقيدات تكون ذات طبيعة رياضية – تقنية فقط . حتى بدون العلم بالحل الواضح الدقيق فيمكننا فى أحيان كثيرة أن نتكلم كثيراً جداً عن طبيعة الحل ، وعلى ذلك يمكننا إعطاء تصريحات عامة عن تصرف النظام الفيزيائى . على أساس من دراساتنا إلى الآن يمكننا الاستخلاص بأنها سمة عامة لميكانيكا الكم بأن موجة شرودينجر يمكنها التوغل فى مناطق محرمة على الجسيم فى نطاق الميكانيكا الكلاسيكية .

٢٨ – لزيادة مفهوم القارئ عن معادلة شرودينجر ، دعنا نأخذ فى الاعتبار ما يلى : يبين شكل ٢٨ أ جهد سلم . نريد دراسة حركة جسيم بطاقة $E > V_0$ فى هذا الجهد . (تترك الدراسة التفصيلية كتدريب للقارئ : المسألة رقم ١ فى نهاية هذا الفصل .)

سوف يلاحظ القارئ بأنه يمكننا إيجاد حلين مقبولين فيزيائياً للمعادلة الموجية (٢٠ جـ) فى المنطقة التى على يسار السلم ، ويمكننا أيضاً إيجاد حلين مقبولين فيزيائياً فى المنطقة التى على يمين السلم . كيف نعرف ما نختار منهم ؟ ذلك يعتمد على الموقف الفيزيائى الذى نرغب فى دراسته . افترض أننا نريد اعتبار الحالة عندما يسقط جسيم على السلم من جهة اليسار . ربما يحدث انعكاس جزئى للموجة عند السلم . ولكن سوف يستمر جزء من الموجة فى رحلة جهة اليمين ماراً بالسلم . ذلك يعنى أن الدالة الموجية الصحيحة لهذه المسألة يجب أن تكون بحيث تمثل جسيماً متحركاً إلى اليمين فى المنطقة التى على يمين السلم : يجب أن تكون على الهيئة $\exp(ixk)$ بالنسبة لـ $0 < x$ فى المنطقة على يسار السلم يمكن أن تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A\exp(ixk) + B\exp(-ixk')]$ حيث يصف الحد الأول موجة متجهة جهة اليمين ، والحد الثانى يصف موجة متجهة نحو اليسار . هذا الحد الثانى يصف الموجة المنعكسة ، على حين يصف الحد الأول الموجة الساقطة . كيف يمكننا الحصول على A و B ؟ يعين A و B بواسطة شرطين وهما وجوب استمرارية الدالة الموجية وتفاضلها الأول فى كل مكان ، وعلى الأخص عند السلم . ذلك يعطينا معادلتين فى المجهولين A و B ، وبعد حصولنا على تلك السعات يمكننا أيضاً الحصول على سعات الموجات الساقطة ، والمنعكسة ، والنافذة ، وعلى ذلك معامل الانعكاس لذلك النوع من « الحواجز » .

افترض بأننا نريد على العكس ، رؤية ما سيحدث عندما تكون الموجة ساقطة من جهة اليمين ، نعلم فى هذه الحالة أن الدالة الموجية على يسار الحاجز يجب أن تكون على الهيئة $\exp(-ixk)$ ذلك لأنه على يسار الحاجز يكون لدينا فقط موجة متجهة إلى اليسار . تكون الدالة الموجية على يمين الحاجز على الهيئة $[A'\exp(ixk) + B'\exp(-ixk')]$ مرة أخرى نحصل على A' و B' بتطبيق الشرطين بأن الدالة الموجية وتفاضلها الأول يجب أن يكونا مستمرين عند السلم . يعتمد اختيار الدالة الموجية إذن على المسألة الفيزيائية المعنية التى نريد أن نتدارسها .

الدرس الذى يراد تعلمه من تدارس تصرف جسيم متحرك فى جهد من النوع المبين فى شكل (٢٨ أ) هو أنه بصفة عامة سينعكس الجسيم جزئياً بواسطة أى عدم استمرارية فى الجهد ، وسوف يكون قادراً جزئياً على الاختراق ماراً بمنطقة عدم الاستمرارية .



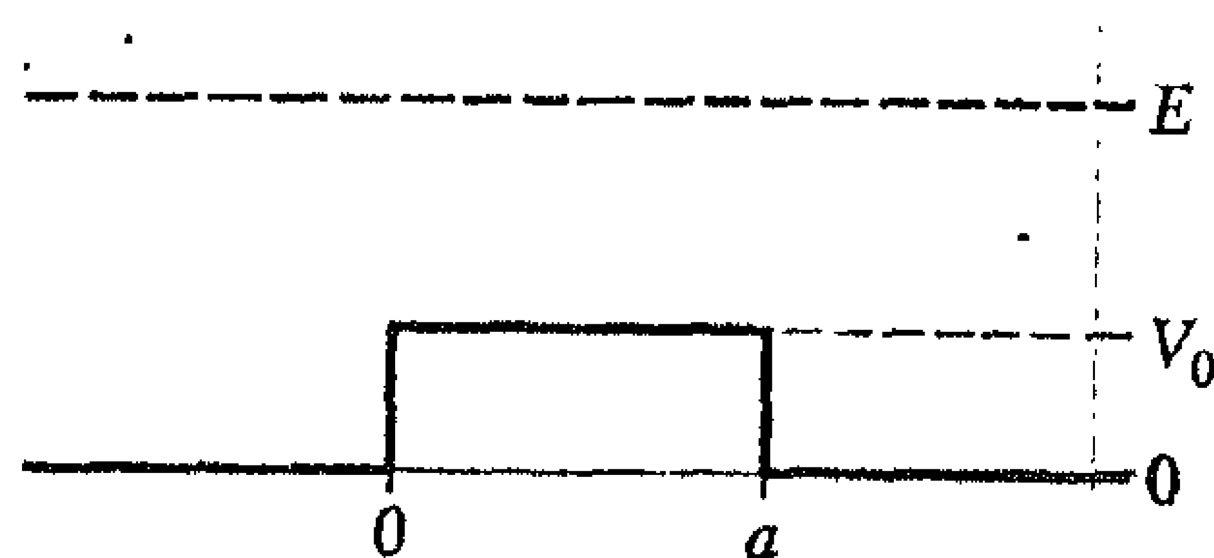
شكل ٢٨ أ لتبيان مناقشتنا فى البند ٢٨ . الطاقة E للجسيم هنا أكبر من ارتفاع الحاجز الجهدى . تبعاً للنظرية الكلاسيكية سوف لا ينعكس الجسيم بواسطة هذا الحاجز ، ولكن تبعاً لميكانيكا الكم فسوف تنعكس الموجة الساقطة جزئياً وتنفذ جزئياً

٢٩ – بعد ذلك ، دعنا نأخذ فى الاعتبار الموقف المبين فى الشكل ٢٩ أ والذى فيه الجهد غير متصل عند النقطتين $x = 0$ و $x = a$ فى ضوء ما تعلمناه فى البند السابق ، فإن أى موجة سوف تنعكس جزئياً وتنفذ جزئياً عند كل من نقطتى عدم الاتصال .

نفترض بأننا سنأخذ فى الاعتبار الحالة التى يكون فيها الجسيم ساقطاً على الحاجز من جهة اليسار . من الممكن أن يشعر القارئ بأن هذه مشكلة صعبة يجب حلها كما يلى . نعتبر موجة ساقطة من جهة اليسار ، ونوجد الجزء المنعكس من هذه الموجة ، والجزء النافذ منها ، عند عدم الاتصال الأول عند $x = 0$ تسقط الموجة النافذة على عدم الاتصال الثانى ، عند $x = a$ وتنعكس جزئياً وتنفذ جزئياً . يعود الجزء المنعكس إلى نقطة عدم الاتصال عند $x = 0$ ، وبالتالى ينعكس جزئياً وينفذ جزئياً عند هذه النقطة . للحصول على الموجة الخارجة فى اتجاه اليمين من الحاجز يجب إذن أن نأخذ فى الاعتبار عدداً لا نهائياً من الانعكاسات ذهاباً وإياباً فيما بين نقطتى عدم الاتصال ، وبعد ذلك نضيف سعات كل الموجات الجزئية التى تنفذ إلى اليمين من النقطة $x = a$ هل من الممكن حقيقة أن نحل هذه المسألة ؟ الإجابة هى أنه بالتأكيد يمكن حل هذه المسألة بهذه الطريقة ، ولكن يوجد طريق أسهل بكثير للحصول على الإجابة . كل ما يجب علينا عمله هو إيجاد حل معادلة شرودينجر (٢٠ ج) الذى يكون مستمراً فى كل مكان ، وله تفاضل أول مستمر فى كل مكان أيضاً ، ويكون على الهيئة $\exp(ixk)$ بالنسبة للمنطقة $x > a$ يعنى الشرط الأخير أن جزء الموجة الساقطة الذى يتمكن من اختراق الحاجز **يلزم** له الاتجاه جهة اليمين فى المنطقة $x > a$: ذلك يناظر الوضع الفيزيائى الذى أردنا اعتباره .

بالنسبة للمنطقة $x > a$ تكون الدالة الموجية إذن على الهيئة $\exp(ixk)$ بالنسبة للمنطقة $0 < x < a$ تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A\exp(ixk') + B\exp(-ixk')]$ وللحصول على الثابتين، A و B نطبق الشروط بأن تكون الدالة الموجية مستمرة وتفاضلها الأول مستمر أيضاً عند $x = a$ ، فى المنطقة $x < 0$ تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A'\exp(ixk) + B'\exp(-ixk)]$ ويمكننا إذن تعيين A' و B' بتطبيق شروط استمرارية الدالة الموجية واستمرارية تفاضلها الأول عند $x = 0$ بهذه

الطريقة نحصل على الحل الشامل لمعادلة شرودينجر (٢٠ جـ) التى تناظر المشكلة الفيزيائية التى نرغب فى دراستها . وهذا الحل يكون مفرداً (فيما عدا عاملا ثابتاً شاملا) . من الواضح أنه يمكننا حل هذه المسألة بجهد محدود .

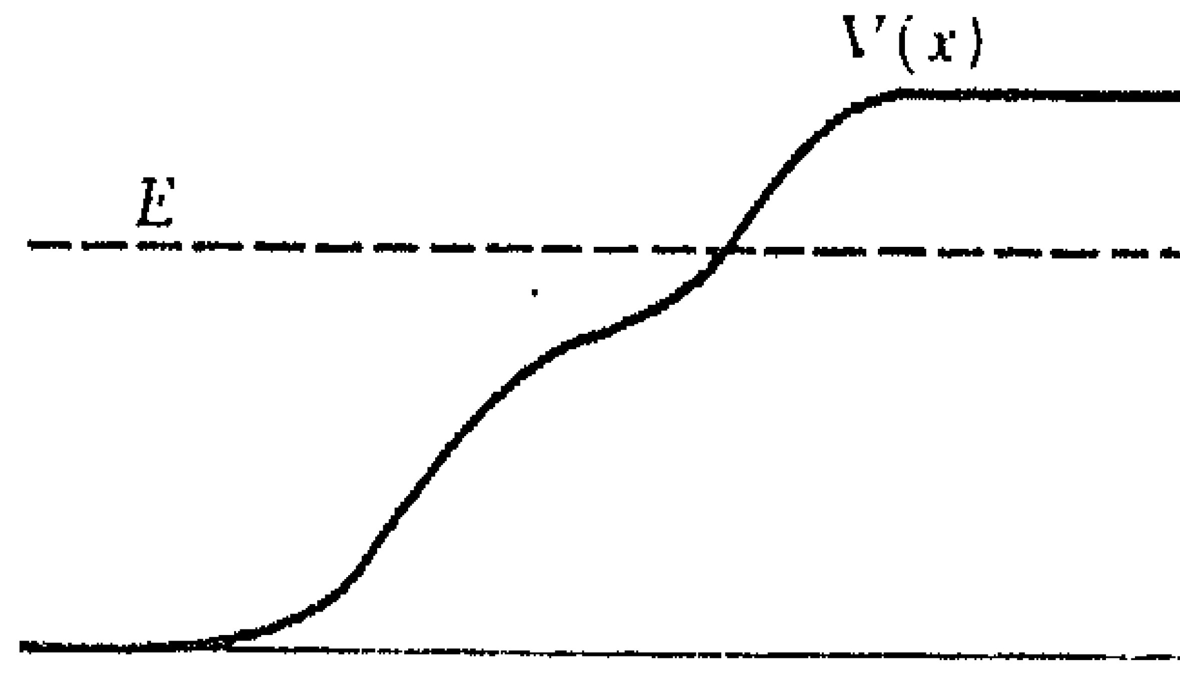


شكل ٢٩ أ لتبيان المناقشة فى البند ٢٩ . يمكن حل هذه المشكلة بالأخذ فى الاعتبار كل الانعكاسات الجزئية المتكررة عند نقطتى عدم الاستمرارية عند $x = a$ وعند $x = 0$ على الرغم من ذلك ، فإنه أسهل بكثير الحصول على الحل الشامل لمعادلة شرودينجر بطريقة مباشرة ، كل الانعكاسات الجزئية تؤخذ فى الاعتبار دفعة واحدة .

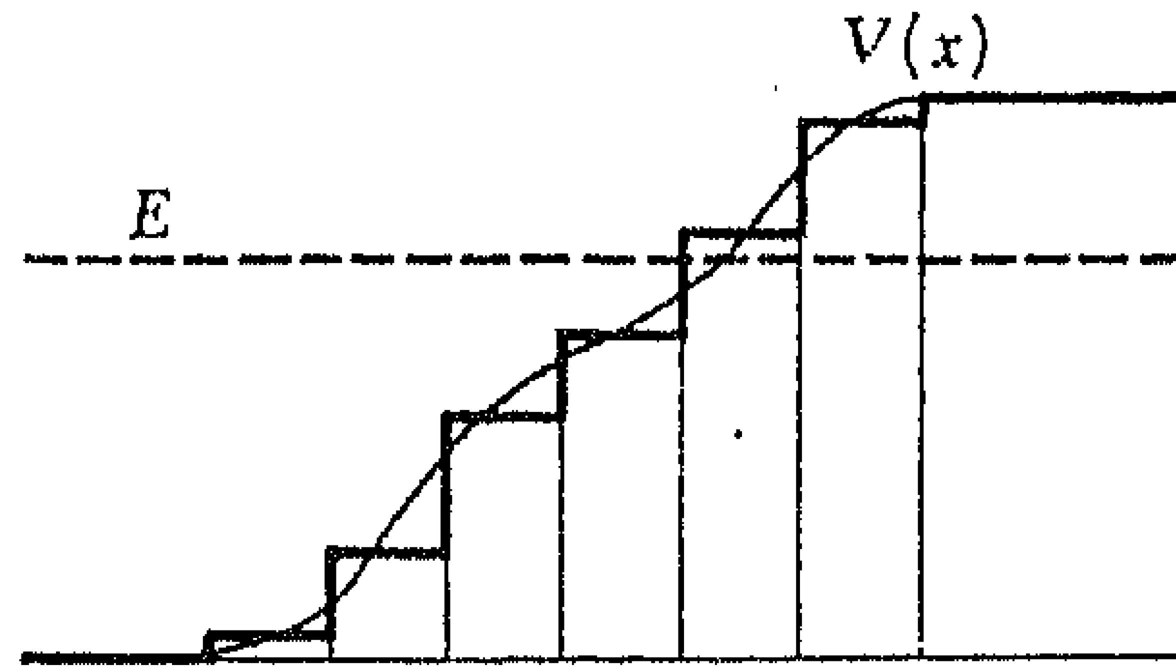
٣٠ – الشيء المهم الواجب فهمه هو أنه لحل مسألة بها حاجز من هذا النوع فكل ما يجب علينا عمله هو إيجاد الحل لمعادلة شرودينجر (٢٠ جـ) المحققة فى كل مكان ، والذى يكون متمشياً مع الشروط الحدية التى تمليها المشكلة الفيزيائية التى ندرسها . بمعنى ، شروط مماثلة للشرط بوجوب اتخاذ الموجة الميتة $\exp(ixk)$ إلى اليمين من الحاجز ، تأخذ هذه الطريقة فى الاعتبار أوتوماتيكياً كل « الانعكاسات المتكررة » التى نتجه إلى التفكير فيها على أساس من بديهياتنا الفيزيائية . ليس من الخطأ محاولة حل المسألة مع الأخذ فى الاعتبار الانعكاسات المتكررة . ولكن من الأسهل كثيراً إيجاد الحد الشامل لمعادلة شرودينجر بطريقة مباشرة .

اعتبر حاجز الجهد المبين فى شكل ٣٠ أ . أين يحدث انعكاس الجسيم ؟ الإجابة هو أنه يحدث على مدى كل المنطقة التى يتغير فيها الجهد . إذا ما أردنا يمكننا تقريب دالة الجهد المتواصلة التغير $V(x)$ بدالة تزيد تدريجياً بواسطة عدد كبير من الفقرات الصغيرة ، كما هو مبين فى شكل ٣٠ ب . عند كل فقرة يحدث انعكاس جزئى ونفاذ جزئى للموجة ، ويمكننا مرة ثانية اعتبار المشكلة وكأنها « مشكلة انعكاس متكرر » تصف معادلة شرودينجر (٢٠ جـ) باختصار كل هذه الانعكاسات المتكررة ، وإذا ما أردنا يمكننا تفسير المعادلة على هذا النمط . إذا ما وجدنا الحل الشامل للمعادلة (٢٠ جـ) فنكون بالفعل قد أخذنا فى الاعتبار كل تلك الانعكاسات والنفاذيات المحلية اللانهائية دفعة واحدة .

٣١ – دعنا نأخذ فى الاعتبار مشكلة أخرى تقترح نفسها طواعية . ماذا يحدث إذا ما كان الجهد من النوع المبين فى الشكل ٣١ أ عندما يكون ارتفاع الحاجز V_0 أعلى من E ؟.



شكل ٣٠ أ ينعكس الجسيم (الموجه) بوسطة هذا الحاجز لأن الطاقة E أقل من القيمة الحدية للجهد على اليمين . (الطاقة الكلية تبين بواسطة الخط المتقطع ، ويبين الجهد بواسطة الخط الكامل) . أين يحدث الانعكاس ؟ الإجابة هى أنه يحدث على مدى كل المنطقة التى يتغير فيها الجهد .

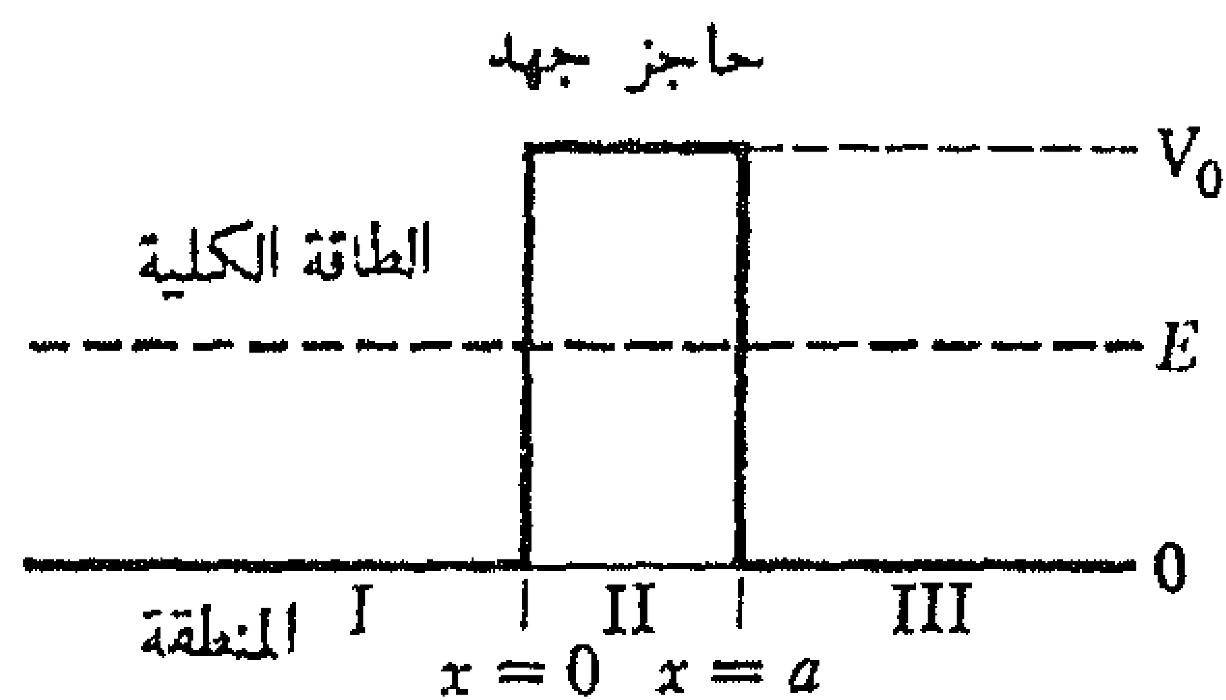


شكل ٣٠ ب يقرب الجهد المبين فى شكل ٣٠ أ بواسطة جهد يتغير على هيئة درجات سلم . عند كل عدم استمرارية تنعكس وتنفذ الموجة جزئياً . يأخذ حل معادلة شرودينجر فى الاعتبار كل تلك « الانعكاسات المتكررة » .

من السهل تخمين الإجابة : تنعكس موجة ساقطة من جهة اليسار جزئياً بواسطة الحاجز ، وسوف تكون قادرة جزئياً على اختراق الحاجز إلى المنطقة III . كلاسيكياً . جسيم فى المنطقة I . يتحتم انعكاسه عند النقطة $x = 0$ ،وسوف لا يتمكن من الاختراق إلى المناطق II ، III وحقيقة أن يتمكن جسيم من التسرب خلال حاجز جهد معتم بصورة مطلقة كلاسيكياً هو أحد السمات المدهشة لميكانيكا الكم . تعرف هذه الظاهرة بظاهرة النفق .

لحل معادلة شرودينجر بالنسبة للموقف المبين فى شكل ٣١ أ . يمكننا التقدم بالضبط فى الطريق الذى شرحناه فى البنود ٢٨ إلى ٣٠ . نحصل على الحل العام فى كل منطقة من المناطق الثلاث ،I ، II و III، ثم نضع بعد ذلك الشرط باستمرارية الدالة الموجية وكذلك استمرارية تفاضلها الأول ، وذلك فى كل مكان ، وعلى الأخص عند نقطتى الرجوع $x = 0$ و $x = a$ مسألة الحاجز المبينة فى شكل ٣١ أ . ليست

إذن صعبة من جهة المبدأ ، ولكن يحتاج إيجاد الحل المفصل إلى جهد إلى حد ما . من حسن الحظ يمكننا تفهم السمات الأساسية لهذه المشكلة بدون الحل الكامل لمعادلة شرودينجر ، وعلى ذلك يمكننا ترك الحل المفصل إلى مقرر يأتى فيما بعد . (أو كتدريب منزلى . انظر المسألة ٢) .



شكل ٣١ أ يمثل الخط المستمر الجهد ، ويعنى الخط المتقطع الثقيل الطاقة الكلية . تبعاً للنظرية الكلاسيكية لا يمكن أن يمر جسيم ساقط من جهة يسار من خلال هذا الحاجز . طبقاً لميكانيكا الكم يوجد احتمال محدود بأن ينفذ الجسيم من خلال الحاجز . تعرف هذه الظاهرة بظاهرة النفق .

٣٢ – دعنا نأخذ فى الاعتبار الحل فى الحالة الخاصة التالية : جسيم ساقط من جهة اليسار . سينعكس جزئياً بواسطة الحاجز . سيتمكن من الاختراق الجزئى ، هذا يعنى بأننا نرغب فى حل لمعادلة شرودينجر تكون بالنسبة له الدالة الموجية بالصورة $\exp(ixk)$ فى المنطقة III ، وهذه تمثل جسيما يتقدم جهة اليمين فى تلك المنطقة . من الضرورى أن تكون لدينا موجتان فى المنطقة I : الأولى تتقدم جهة اليسار والثانية جهة اليمين . تمثل الأولى من هاتين الموجتين الموجة المنعكسة والثانية تمثل الموجة الساقطة . وعلى ذلك تكون الدالة الموجية فى المنطقة I على الشكل

$$\varphi(x) = e^{ixk} + Ae^{-ixk}, \qquad \text{where } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \qquad (\text{٣٢ أ})$$

حيث A ثابت يمثل سعة الموجة المنعكسة . قيمته المطلقة تكون أقل من واحد وذلك لأن جزءاً من الموجة الساقطة ينفذ من خلال الحاجز .

ستكون الدالة الموجية داخل الحاجز أساساً دالة أسية على الشكل

$$\varphi(x) \cong B \exp(-xq), \qquad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \qquad (\text{٣٢ ب})$$

حيث B ثابت الدالة الموجية بعاليه تقريبية فقط ، ولكن التقريب يكون جيداً إذا ما كان الحاجز ليس منخفضاً جداً .

دعنا نفترض أن aq كبيرة بالمقارنة مع واحد ، فى تلك الحالة تصبح النسبة $\varphi(a)/\varphi(0) \cong \exp$ $(-aq)$ للدالة الموجية المعطاة بواسطة (٣٢ ب) عدداً صغيراً . إذا ما استرجعنا كيفية مطابقة الحلين عند نقطة الرجوع وذلك فى مناقشتنا بالبند ٢٤ ، من الممكن أن نستخلص بأن نسبة سعة الموجة فى المنطقة III إلى سعة الموجة المتجهة جهة اليمين فى المنطقة I يجب أن تعطى تقريباً بواسطة النسبة $\varphi(a)/\varphi(0) \cong \exp(-aq)$. يكون صحيحاً بالتأكيد بأن النسبة المقصودة ليست ببساطة عاملا أسياً ، ولكن ، وما هو بالأهمية القصوى ، أن هذا العامل يسيطر تماماً على الموقف عندما تكون aq كبيرة بالمقارنة إلى الواحد الصحيح ، بمعنى ، عندما يكون الحاجز مرتفعاً وسميكاً .

٣٣ – لقد افترضنا بأن الموجة الساقطة ذات سعة مساوية لواحد صحيح . سعة الموجة النافذة إلى المنطقة III تكون أصغر . مقدارها ، أو بمعنى أصح رتبة قيمتها ، تساوى تقريباً $\exp(-aq)$ التربيع (المطلق) لهذه السعة له تفسير فيزيائى بسط . أنه يساوى **الاحتمال** بمرور جسيم ساقط على الحاجز من خلاله . T هذا الاحتمال يعطى إذن بواسطة

$$T = |\varphi(a)|^2 \sim \exp(-2aq) \qquad (\text{٣٣ أ})$$

أو بالنسبة للتعبير الثانى (٣٢ ب) بواسطة ،

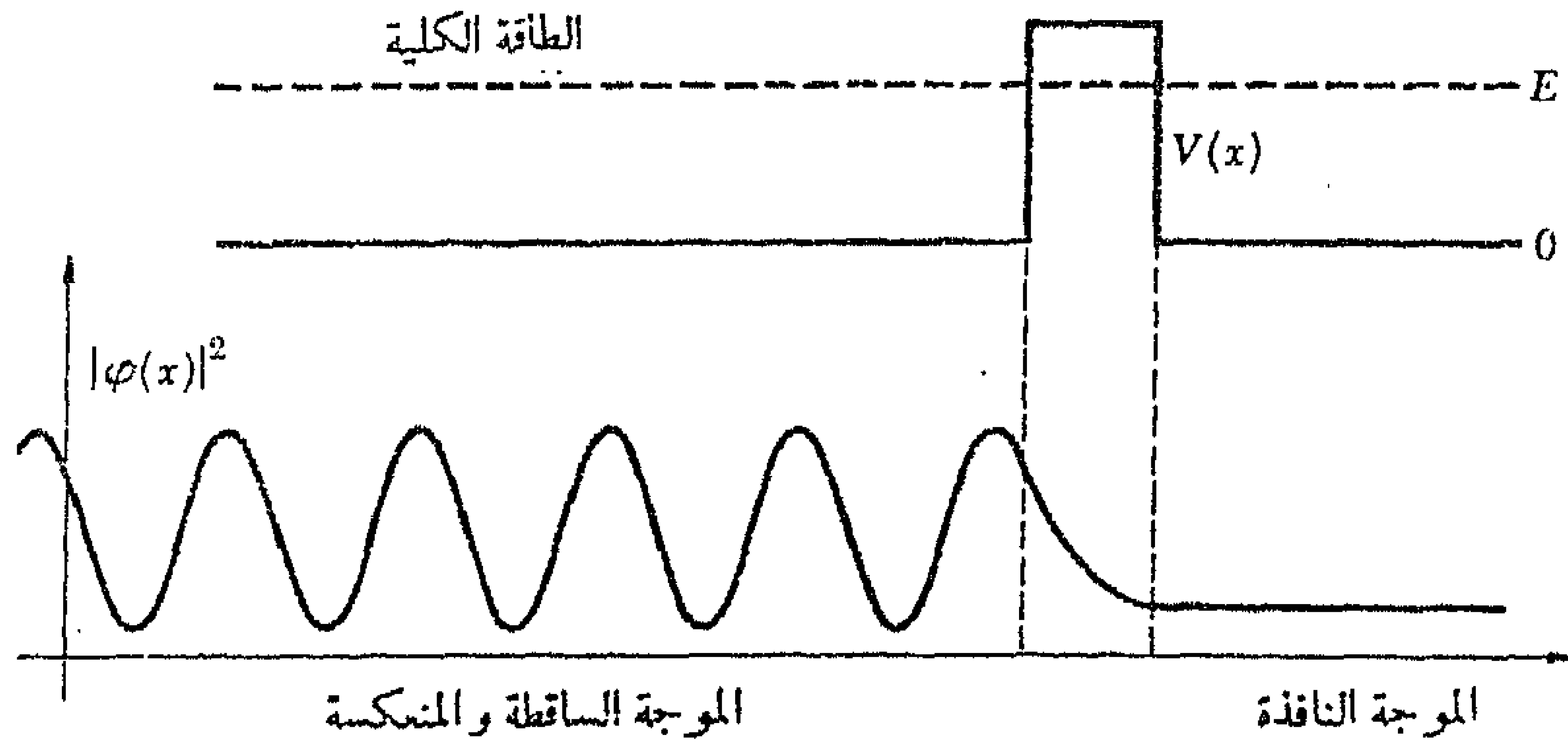
$$T \sim \exp\left\{-2a\sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}\right\} \qquad (\text{٣٣ ب})$$

يعرف المقدار T **بمعامل النفاذ** للحاجز يكون استقاقنا التقريبى للتعبير (٣٣ ب) لهذا المقدار ، كما نرى ، معتمداً على الحقية البسيطة جداً بأن تقل سعة الموجة تقريباً أسياً كلما تقدمنا جهة اليمين فى **داخل** الحاجز . نهتم أساساً بالحالة التى يكون فيها aq كبيراً ، ذلك يعنى أن T صغيرة جداً . من الممكن بالطبع ، استنباط تعبير دقيق بالنسبة لـ T ، وفى هذه الحالة سيظهر عامل إضافى فى التعبير (٣٣ ب) . على الرغم من ذلك ، فإن العامل الأسى المعطى بعاليه هو العامل الفاصل ، والتعبير التقريبى (٣٣ ب) يوفى بالكامل بغرضنا .

يبين شكل ٣٣ أ تأثير الحاجز **تخطيطياً** . يمثل الجزء العلوى من الشكل الجهد ، على حين يبين الجزء السفلى التربيع المطلق للدالة الموجية . الموجة النافذة تكون دالة مفردة مركبة متجهة إلى اليمين . وعلى ذلك يكون لها معامل ثابت كما هو مبين بالشكل .

٣٤ – قبل تدارس التطبيق الفيزيائى لنظريتنا عن التأثير النفقى الميكانيكى الكمى نرغب فى إبراز قرين لهذا التأثير فى النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . هذا القرين يتصل بانعكاس موجة كهرمغناطيسية مستوية عند السطح الفاصل بين منطقتين بمعاملى انكسار مختلفين .

نفترض موجة مستوية سائرة فى وسط ما (ممثل بالمناطق المظللة فى شكلى ٣٤ أ تسقط على السطح الفاصل بين وسط ضوئى خفيف ووسط ضوئى كثيف . (معامل الانكسار أكبر بالنسبة للوسط الضوئى



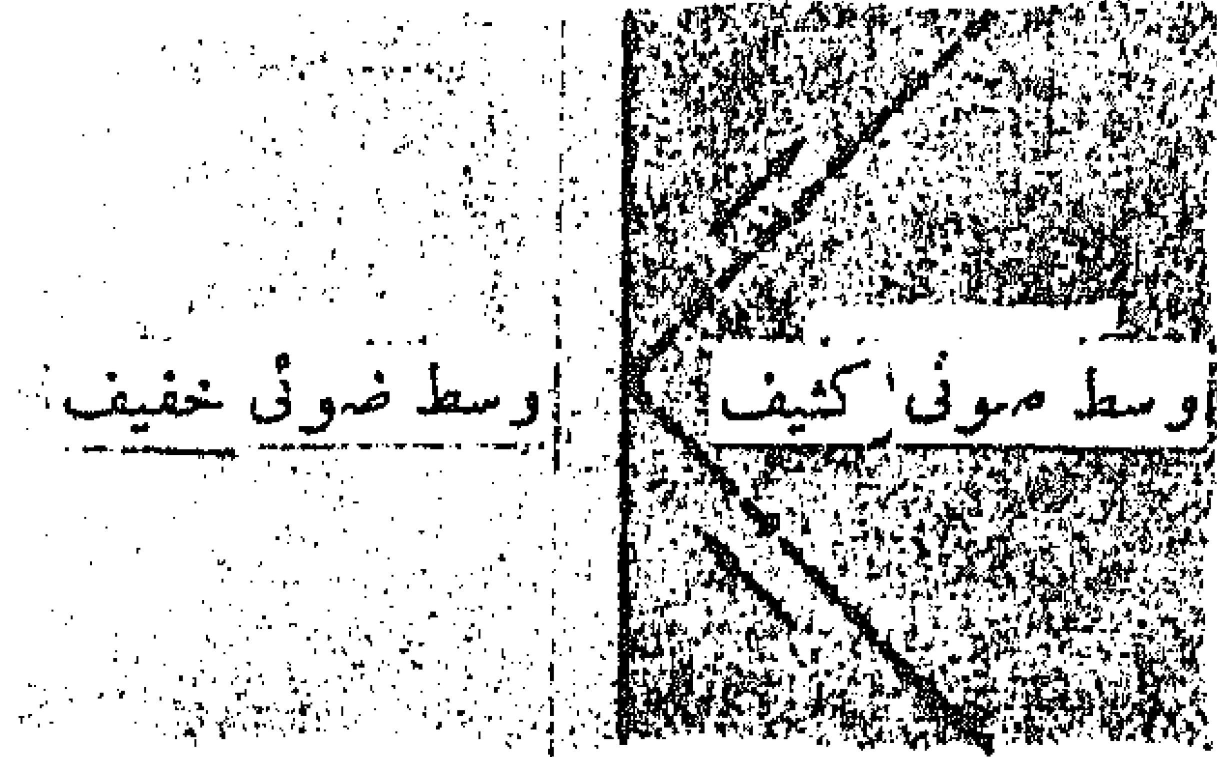
شكل ٣٣ أ توضيح تخطيطى للتأثير النفقى الجزء العلوى من الشكل يبين الجهد (الطاقة الكلية تمثل الخط المتقطع) . الجزء السفلى يبين التربيع المطلق للدالة الموجية . لاحظ الموجة النافذة ولاحظ النقصان الأسى للدالة الموجية بداخل الحاجز . على اليسار من الحاجز يوجد لدينا نمط موجى واقف ناقص التكوين . سعة الموجة المنعكسة أصغر من سعة الموجة الساقطة ' والسعة المدموجة إذن ليست صفراً فى أى مكان .

الكثيف بمقارنة مع مثيله بالنسبة للوسط الضوئى الخفيف) نفترض أيضاً بأن زاوية السقوط أكبر من زاوية الانعكاس الكلى ، وبأن الوسط الضوئى الخفيف يمتد إلى ما لا نهاية فى اتجاه اليسار من الحد الفاصل . إذن ، سوف تنعكس الموجة انعكاساً كلياً . يوضح ذلك تخطيطاً فى الشكل ٣٤ أ ، الذى يمثل فيه الخط المتقطع « شعاعاً ضوئياً » أو بعبارة أخرى ، عموداً على الجبهة الموجية المحلية . على حين أن الموجة لا يمكن أن تنتشر فى الوسط الخفيف فى هذه الحالة الخاصة ، فإن المجال الكهربى بجوار السطح الفاصل لا يساوى صفراً : وعلى ذلك يخترق المجال الوسط الخفيف . كلما تقدمنا أكثر نحو اليسار فى الوسط الخفيف بداية من السطح الفاصل نجد أن سعة المجال الكهربى تتناقص أسيا . هذا الموقف يكافئ تماماً مسألة الميكانيكا الكمية التى تدارسناها فى البنود ٢٢ إلى ٢٥ .

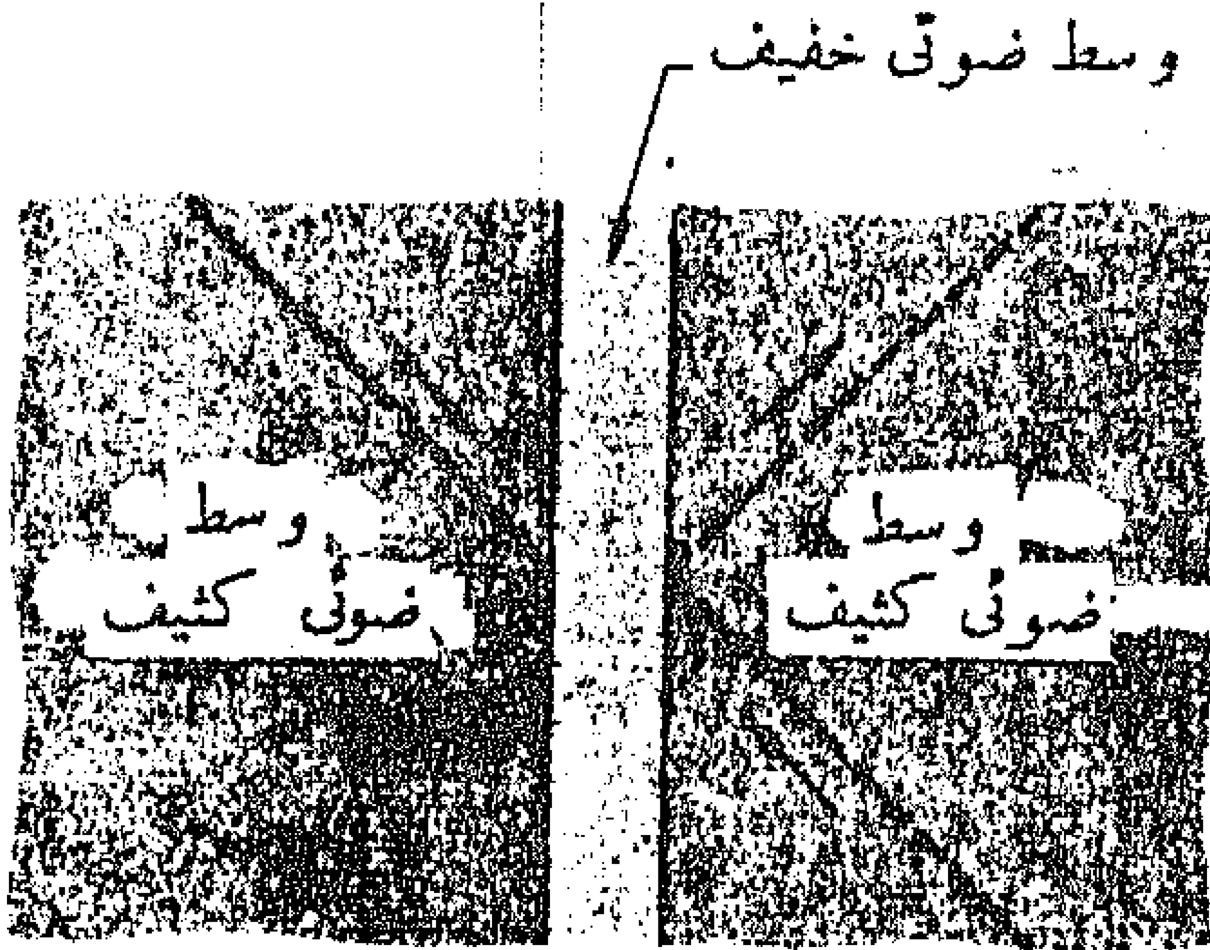
نأخذ فى الاعتبار الآن الموقف المبين فى شكل ٣٤ ب ، الذى يكون فيه الوسط الخفيف عبارة عن شريحة رقيقة فقط . فى هذه الحالة تنعكس الموجة الساقطة من جهة يمين الحد الفاصل جزئياً . سوف يتمكن جزء من الموجة بالرغم من ذلك من النفاذ خلال « المنطقة الممنوعة » وسيواصل هذا الجزء انتشاره فى الوسط الكثيف جهة اليسار . يكافئ ذلك الموقف الكامل الاختراق الميكانيكى الكمى للحاجز . لاحظ بأننا لم نرسل الشعاع الضوئى » فى المنطقة الممنوعة والسبب فى ذلك هو أن علم « البصريات الشعاعى » لا يمكن تطبيقه فى هذه المنطقة : المتجه الموجى يكون متجهاً مركباً .

الظاهرة التى تم وصفها يمكن تعليلها بالكامل عن طريق النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . يكون معامل النفاذ بالنسبة للموقف الموضح فى شكل ٣٤ ب صغيراً جداً عندما يكون سمك الشريحة

من المادة الخفيفة ضوئياً كبيراً بالمقارنة مع الطول الموجى للاشعاعات الساقطة . يزداد معامل النفاذ مع تناقص السمك ، ويصل إلى القيمة واحد صحيح عندما يكون السمك صفراً (أى لا توجد شريحة من المادة الخفيفة ضوئياً فى تلك الحالة) .



شكل ٣٤ أ الانعكاس الكلى لموجة كهرمغناطيسية مستوية عند الحد الفاصل المستوى لوسطين مختلفين فى معامل الانكسار . الخط المتقطع يبين الانعكاس لشعاع ضوئى .



شكل ٣٤ ب النفاذ المحيط . تتنبأ النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن موجة ساقطة على شريحة رقيقة بزاوية سقوط أكبر من الزاوية الحرجة للانعكاس الكلى سوف تنفذ جزئياً وتنعكس جزئياً . هذه الظاهرة تكافئ التأثير النفقى الميكانيكى الكمى . شعاع نافذ وشماع منعكس يبينان بواسطة خطوط متقطعة .

٣٥ – دعنا الآن نعمم مناقشتنا عن تأثير النفق الميكانيكى الكمى – بدلا من الحاجز الجهدى المستطيل الشكل والمبين فى شكل ٣١ أ نأخذ فى الاعتبار حاجزاً ذا شكل اختيارى كما هو مبين فى شكل ٣٥ أ .

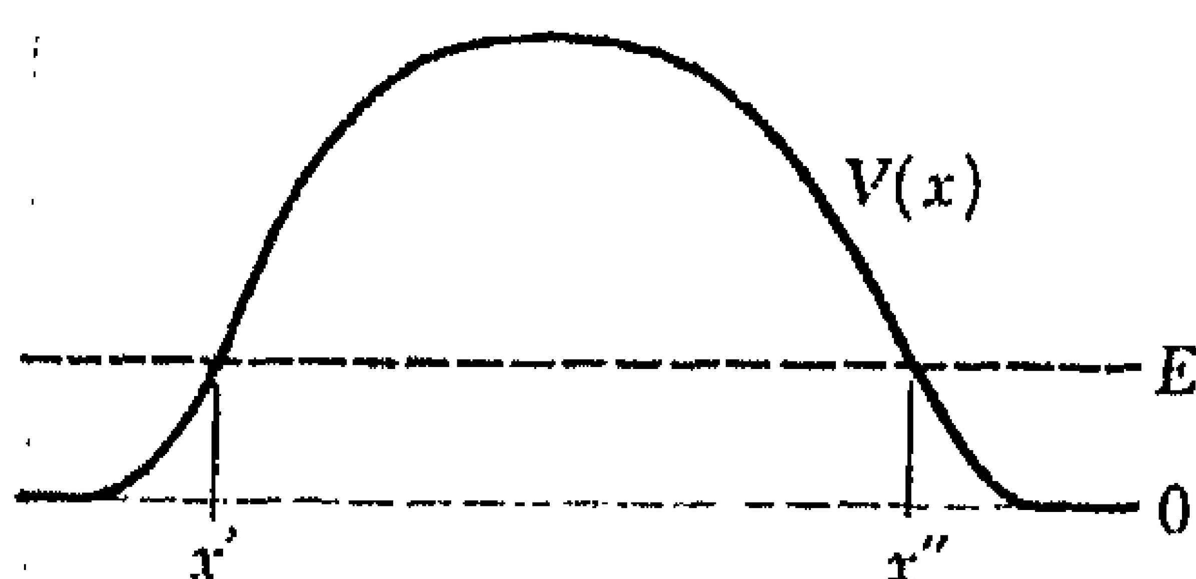
افترض موجة ساقطة بطاقة E من جهة اليسار . سوف تنعكس هذه الموجة جزئياً وتنفذ جزئياً . نهتم أساساً بمعامل النفاذ العام T للحاجز . وللحصول على هذا المعامل بدقة يجب علينا حل معادلة شرودينجر بالنسبة للجهد $V(x)$ على الرغم من ذلك ، يمكننا الحصول على تعبير تقريبى للمعامل T بطريقة أخرى ، على أساس من مناقشتنا فى البنود ٣٢ و ٢٣ . يكون هذا التقريب أفضل كلما كان الطول الموجى أصغر بالمقارنة مع سمك الحاجز .

لاستنباط تعبير تقريبى لمعامل النفاذ T نتخيل منطقة حاجز الجهد مقسمة إلى عدة مناطق دونية ، كما هو مبين فى شكل ٣٥ ب . فى كل واحدة من المناطق الدونية نستبدل الجهد الفعلى بجهد ثابت ، كما هو موضح فى الشكل . حصّلنا بالفعل على معامل النفاذ بالنسبة لحاجز مستطيل الشكل . دعنا نرمز لمعامل النفاذ بالنسبة للحواجز الخمسة المستطيلة المبينة فى شكل ٣٥ ب بالرموز $T_1 \ldots \ldots, T_5$. معامل النفاذ الكلى T يجب أن يساوى تقريباً حاصل ضرب معاملات النفاذ الخاصة بالمناطق الدونية ، ونحصل على

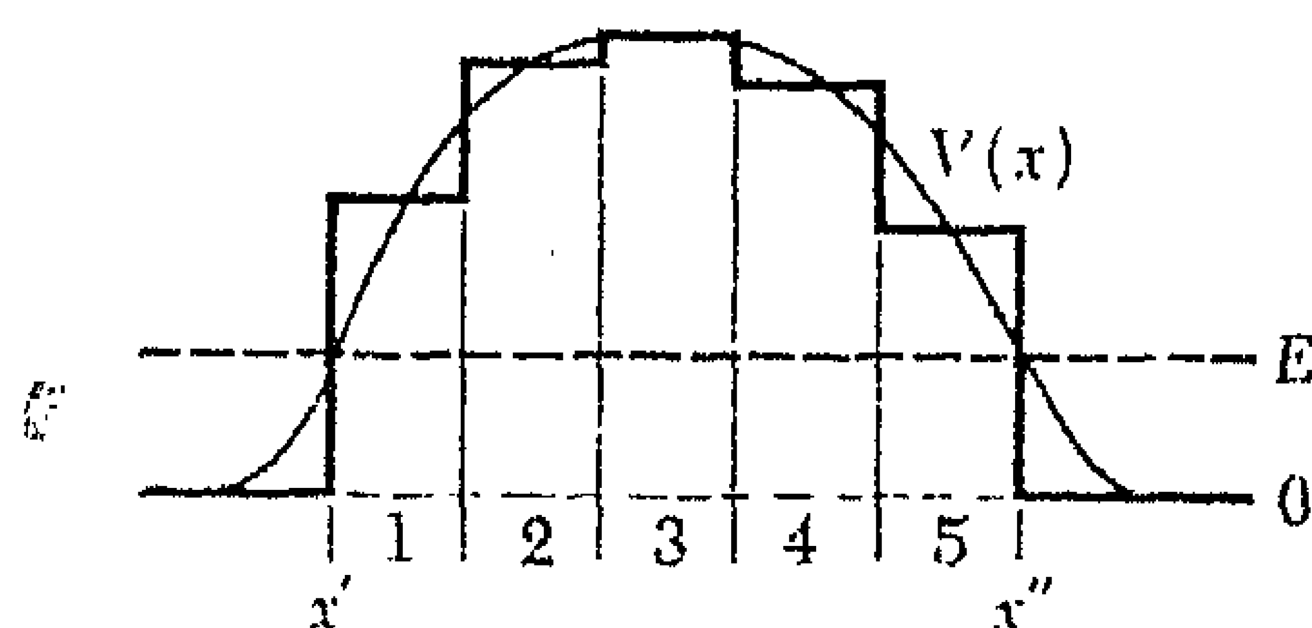
$$T \cong T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 \qquad (\text{٣٥ أ})$$

أو

$$\ln T \cong \ln T_1 + \ln T_2 + \ln T_3 + \ln T_4 + \ln T_5 \qquad (\text{٣٥ ب})$$



شكل ٣٥ أ الخط المتصل يمثل الجهد ، بالخط الثقيل المتقطع يرمز إلى الطاقة الكلية E . كيف يمكننا استنباط تعبير لمعامل النفاذية لهذا الحاجز ؟



شكل ٣٥ ب لتبيان استنباطنا لتعبير تقريبى لمعامل النفاذ للحاجز الموضح فى شكل ٣٥ أ . نتخيل الجهد المستمر التغير مقرباً بمجموعة من الحواجز المستطيلة . معامل النفاذ الكلى ياون عبارة عن حاصل ضرب معاملات النفاذ لكل الحواجز المستطيلة لاحظ أن هذه الطريقة مقربة الصحة فقط : لم تؤخذ الانعكاسات المتعددة فى الاعتبار .

٣٦ – لنتدارس الآن المعادلة (٣٣ ب) . إذا ما كان dx_n يرمز إلى سمك واحد من الحواجز المستطيلة . وإذا ما رمزنا إلى ارتفاع الحاجز بالرمز $V(x_n)$ يعطى إذن معامل النفاذ T_n لهذا الحاجز بواسطة

$$\ln T_n \cong -2\sqrt{\frac{2m[V(x_n) - E]}{\hbar^2}}\,dx_n \qquad (\text{٣٦ أ})$$

يتم الحصول على لوغاريتم معامل النفاذ الكلى تبعاً للعلاقة (٣٥ ب) ، عن طريق الجمع على كل المناطق الدونية ، وإذا ما ذهبنا إلى الحد الذى يوجد فيه عدد لا نهائى من الأقسام الدقيقة يمكننا استبدال الجمع بواسطة تكامل ، وأخيراً نحصل على

$$\ln T \cong -2\int_{x'}^{x''} dx\sqrt{\frac{2m[V(x) - E]}{\hbar^2}} \qquad (\text{٣٦ ب})$$

نذكر القارئ بأن هذه الصيغة هى صيغة تقريبية لمعامل النفاذ . على الرغم من ذلك ، فهى صيغة مفيدة للغاية حيث تعطى صورة كيفية جيدة لظاهرة الاختراق الحاجزى . لاحظ أن التكامل محدود بين نقطتى الرجوع الكلاسيكيتين x' و x'' .

اعتماد معامل النفاذ على البارامترات الموجودة فى التعبير (٣٦ ب) يجب أن تقرر بعناية . مع ثبات البارامترات الأخرى ، فإن معامل النفاذ يقل مع ازدياد كتلة الجسيم . بالمثل يزداد معامل النفاذ مع ازدياد الطاقة E ، وذلك لسببين . المكامل ، وهو دائماً موجب ، يصبح أصغر ، وبالإضافة إلى ذلك يصبح مدى التكامل أصغر كلما أقتربتا نقطتى التكامل من بعضهما البعض . بالطبع يزداد معامل النفاذ كلما صغر سمك الحاجز .

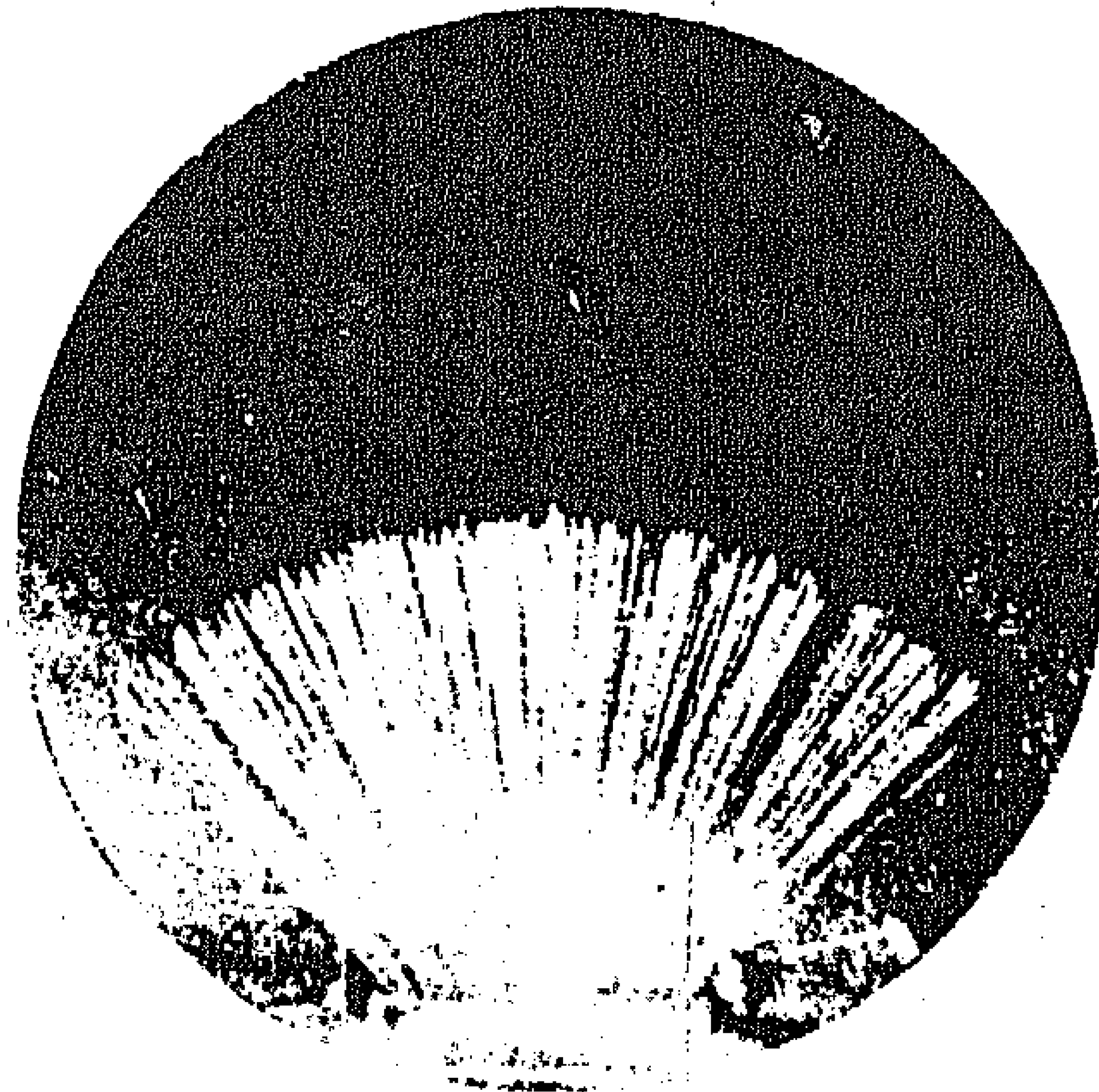
نظرية اشعاع الفا

٣٧ – دعنا الآن نحاول تطبيق نظريتنا عن اختراق الحاجز على حالة فيزيائية فعلية .

فى المسألة رقم ٣ فى نهاية الفصل الثانى ذكرنا أن عمر النصف لنواة الراديوم $_{88}Ra^{226}$ المشعة لجسيمات ألفا يجب اعتباره على أنه « طويل بصورة غير طبيعية » . فعمر النصف فى هذه الحالة هو 1622 سنة ، وهذا يبدو بالتأكيد طويلا جداً على أى مقياس زمنى نووى معقول . كفترة زمنية مميزة للعمليات النووية من الممكن أن نختار الزمن اللازم لكى يخترق الضوء النواة ، وهذا الزمن هو من رتبة العظم 10^{-23} sec ولكن عمر النصف للراديوم هو 5×10^5 sce وهذا يماثل 10^{33} مرة من « وحدات الزمن النووية الطبيعية » نحن نواجه إذن بمشكلة وصف العدد الهائل 10^{33} نعترف بأن « وحدة الزمن النووية الطبيعية » هى مفهوم غير مقيد إلى حد ما ، لكن مشكلتنا لن تصبح أكثر سهولة حتى لو جعلنا وحدة الزمن النووية أكبر 1000 مرة .

توجد حقيقة تجريبية أيضاً يجب أن نذكرها : بعض الأنوية المشعة لجسيمات ألفا لها أزمنة حياةأقصر من ذلك بكثير جداً . على سبيل المثال نظير البولونيوم $_{84}PO^{212}$ المشع لجسيمات ألفا له عمر نصف يساوى 3×10^{-7} sec فقط . على الطرف الآخر نذكر نظير اليورانيوم $_{92}U^{238}$ وهو أيضاً من مشعات ألفا : عمر نصفه 4.5×10^{9} سنة . المشكلة الحقيقية إذن هى فى المدى الهائل الذى نصادفه فى أعمار النصف لباعثات جسيمات ألفا .

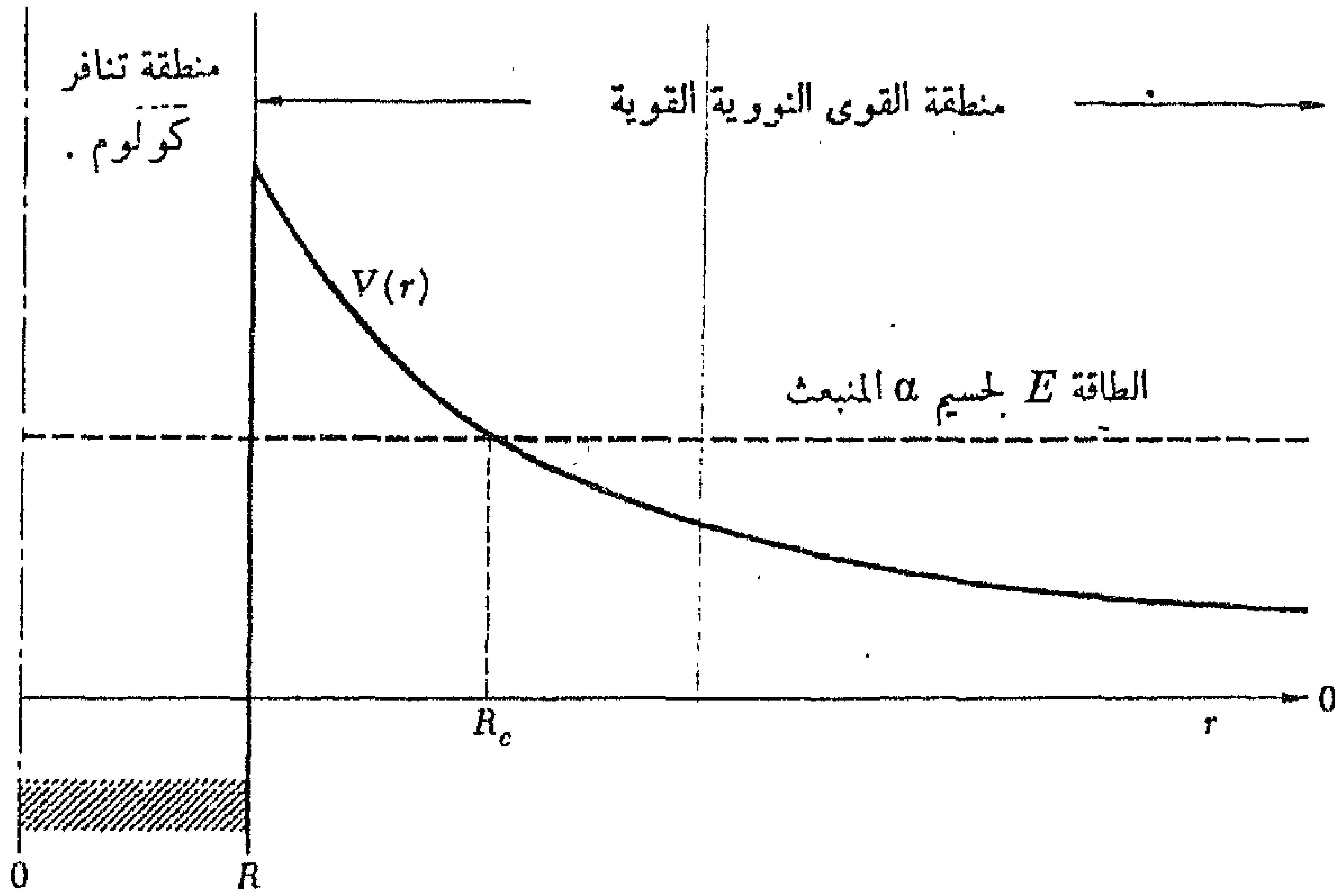
طاقات جسيمات ألفا المنبعثة تقع نموذجياً فى المدى من 4 — 10 MeV . يميز كل نظير مشع لجسيمات ألفا عموماً بطاقة محددة لجسيمات ألفا المنبعثة منه ، على الرغم من وجود حالات يمكن فيها لنواة أن تبعث بجسيمات ألفا ذات عدة طاقات مختلفة متفرقة . دعنا ننسى التعقيد الأخير ، الذى تدار اسناه باختصار فى البند ٤٠ من الفصل الثالث . تم التوصل تجريبياً إلى وجود ارتباط زمن الحياة لنواة وبين طاقة جسيمات ألفا المنبعثة منها : كلما ازدادت الطاقة كلما قصر زمن الحياة .



شكل ٣٧ أ صورة غرفة سحابية مبكرة تبين آثار جسيمات ألفا منبعثة من مادة مشعة . أخذت الصورة من The photograph is taken from L. Meitner: "Über den Aufbau des Atominnern," *Die Naturwissenschaften* **15:1**, 369 (1927).
جسيم ألفا بطاقة معينة له مدى جيد التحديد إلى درجة كبيرة فى المادة ككل ، يفقد الجسيم طاقة بتأيين ذرات المواد . ينتهى بالأثر عندما يفقد الجسيم كل طاقته الحركية الأولية . المدى R بالسنتيمتر فى الهواء عند الضغط ودرجة الحرارة العياريين يعطيان تقريباً بواسطة العلاقة $R = 0.32 \times E^{3/2}$ ، حيث E هى الطاقة مقدرة بـ MeV
المصدر المشع الكائن فى نهاية الصورة السفلى . يبعث بجسيمات ألفا بطاقتين مختلفتين من الممكن أن ترى بوضوح المدى المحدد جيداً للمجموعة ذات الطاقة الأعلى . تصل الجسيمات الأبطأ فقط إلى حوالى نصف المسافة التى تصلها الجسيمات الأسرع . (**بالأذن من** *Springer verlag*) .

٣٨ – دعنا الآن نر ما إذا كان بإمكاننا وصف الحقائق المشاهدة . * طالما كان جسيم ألفا بداخل النواة فإنه يقع تحت تأثير القوى النووية القوية . تلك القوى ، كما شرحنا ، لها مدى قصير ، ويمكننا التخيل بأن تلك القوى لا تعمل خارج السطح النووى الذى يبلغ نصف قطر R . القوة المسيطرة خارج السطح النووى هى التنافر كهرستاتى بين جسيم ألفا ، الذى يحمل الشحنة $+2e$ ، وبين النواة الوليدة المتبقية بعد الاضمحلال . أنها تحمل شحنة مقدارها $+Z'e$ إذا ما كان Z' هو العدد الذرى للنواة الوليدة . النواة الأصلية ، الوالدة ، تحمل الشحنة $+Ze$ ، حيث $Z = (Z' + 2)$ هو عددها الذرى . بينا الموقف تخطيطياً فى شكل ٣٨ أ . المسافة من مركز النواة تتزايد جهة اليمين . يمثل المنحنى المتصل طاقة الوضع لجسيم ألفا فى وجود النواة الوليدة . خارج السطح النووى ، بمعنى $r > R$ ، هذا الجهد هو ببساطة جهد كولوم .

$$V(r) = \frac{2e^2Z'}{r}, \qquad \text{for } r > R \tag{٣٨ أ}$$



شكل ٣٨ أ تمثيل تخطيطى (بواسطة الخط المتصل) للجهد الذى يراه جسيم ألفا على مقربة من النواة . خارج النواة ، بمعنى ، بعد المسافة R يكون الجهد جهد كولوم . تكون القوى داخل النواة قوية الجذب . الشكل الدقيق للجهد غير معروف ، ولكن تمثل قوة الجذب بالانخفاض المفاجئ فى الجهد عند R . الخط المشرط يمثل الطاقة الكلية لجسيم ألفا . تبعاً لميكانيكا الكم فمن الممكن أن يخترق جسيم ألفا حاجز الجهد . هذا يحدث فى اضمحلال ألفا فى الأنوية الثقيلة .

---

* تبرير محاولة إيجاد شرح على أساس نظرية شرودينجر هو أن سرعة جسيم ألفا خارج السطح النووى « غير نسبية » ، كما يمكن للقارىء أن يقدرها لنفسه . تذكر أن طاقة جسيم ألفا لاتتعدى 10MeV .

عندما نصل إلى السطح النووى نصبح القوى النووية القوية الجذب فعالة ، هذا يعنى بأن الجهد يجب أن ينخفض بحدة . فى شكل ٣٨ أ جعلنا الموقف مثالياً بافتراض أنه لدينا حقيقة جهد سلم . لم نرسم منحنى الجهد داخل النواة لأنه ليس معروفاً جيداً : فى الحقيقة لا يحدد وجوده لأن جسيم ألفا من الممكن أن يفقد ذاتيته كجسيم فى مجال القوة النووية القوى .

يمثل الخط المنقط الطاقة الكلية لجسيم ألفا . هذه الطاقة E هى أيضاً الطاقة التى سيخرج بها أخيراً جسيم ألفا عند مسافات بعيدة من النواة ، حيث الجهد الكهرستاتى مساو للصفر تأثيرياً .

٣٩ – لقد رسمنا شكل ٣٨أ بطريقة تدل على أن جسيم ألفا يجب أن يخترق حاجز جهد ، فى المنطقة من R إلى R_c ، قبل أن يمكن من انبعاثه . دعنا نختبر فى حينه ، ما إذا كانت هذه هى الصورة الصحيحة . فإن نقطة الرجوع الكلاسيكية R_c ، المعطاة بواسطة

$$R_c = \frac{2e^2Z'}{E} \qquad (\text{٣٩ أ})$$

يجب أن تحقق الشرط $R_c > R$

بالتعويض بالقيم العددية التى تخص النواة ${}_{88}\mathrm{Ra}^{226}$ ، والتى لها $Z = 88$ ، $Z' = 86$ (العدد الذرى للغاز الخامل رادون) ، الطاقة الكلية $E = 4.78\ \mathrm{MeV}$ ، نحصل على $R_c \cong 50 \times 10^{-13}\ \mathrm{cm} = 50$ (لتبسيط الحساب العددى من الممكن كتابة $R_c = (e^2/m_ec^2) \times (2Z') \times (m_ec^2/E) \cong (2.8 \times 10^{-13}\ \mathrm{cm}) \times (172) \times (0.5\ \mathrm{MeV}/4.78\ \mathrm{MeV}) \cong 50$
حيث m_e هى كتلة الالكترون)

ذكرنا فى البند ٣٦ من الفصل الثانى ، أن نصف القطر R لنواة ذات عدد كتلى A يعطى بواسطة

$$R \cong r_0A^{1/3} \qquad r_0 = 1.2 \times 10^{-13}\ \mathrm{cm} \qquad (\text{٣٩ ب})$$

وبالنسبة للنواة ${}_{88}\mathrm{Ra}^{226}$ ، والتى لها $A = 226$ ، نحصل إذن على $R \cong 7.3$ fermi .

الصورة إذن صحيحة كيفياً : يجب على جسيم ألفا أن يخترق حاجز جهد . أما عددياً فإن الصورة غير صحيحة : فكان من الواجب رسم الحاجز أكثر سمكاً بكثير . كان وراء تنفيذها للشكل اعتبارات جمالية : على أى حال فإن السمات الهامة للموقف قد تم إظهارها كيفياً .

المتباينة $R_c > R$ هى صحيحة بصفة عامة بالنسبة للانوية المشعة لجسيمات ألفا . هذه العناصر المشعة كلها عناصر ثقيلة لها عدد ذرى Z كبير . النظير ${}_{88}\mathrm{Ra}^{226}$ يمكن اعتباره كباعث ألفا نموذجياً . حاجز الجهد الذى يجب أن يخترقه جسيم ألفا هو إذن السمة الأساسية فى عملية اضمحلال ألفا ، ومن الممكن أن نأمل فى فهم التغير غير الطبيعى فى زمن الحياة كدالة للطاقة E بدلالة نظريتنا السهلة عن التأثير النفقى .

٤٠ – دعنا إذن نحسب معامل النفاذ T بالنسبة لحاجز الجهد المبين فى شكل ٣٨أ تبعاً لنتائجنا (٣٦ ب) يعطى T بواسطة

$$\ln T \cong -2 \int_R^{R_c} dr \sqrt{\frac{2m_\alpha(2e^2Z'/r - E)}{\hbar^2}} \qquad (٤٠ أ)$$

حيث نلاحظ أنه فى ضوء (٣٩ أ) فإن التكاملية تتلاشى عند الحد الأعلى R_c لتدارس هذا التكامل ندخل متغيراً جديداً للتكامل يعرف بواسطة $x = r / R_c$ عندما يتغير r من R إلى R_c فإن المتغير الجديد x يتغير من $x_c = R / R_c$ إلى $1 +$ بالأخذ فى الاعتبار العلاقة (٣٩ أ) فمن الممكن إذن كتابة التكامل (٤٠ أ) على الصورة

$$\ln T \cong -\frac{4e^2Z'}{\hbar}\sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} \int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \qquad (٤٠ ب)$$

يمكن تقييم التكامل الموجود فى (٤٠ ب) بسهولة كافية فى شكل مغلق . ولكن ، بما أن المقدار $x_c = R / R_c$ بصفة عامة مقدار متواضع الصغر ، فإنه يكفى بالنسبة لأغراضنا أن نقوم بتقدير تقريبى نبقى فيه الحدين الأولين فقط فى مفكوك بالنسبة لـ x_c نتقسم كما يلى

$$\int_{x_c}^1 dx\sqrt{\frac{1}{x} - 1} = \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1}$$

$$\cong \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x}} = \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - 2\sqrt{x_c} \qquad (٤٠ ج)$$

يمكن تقييم الحد الأول فى أقصى الجانب الأيمن من (٤٠ ج) بسهولة جداً إذا ما قمنا بالتعويض $x = \sin^2\theta$ ونحصل على

$$\int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} = 2\int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2\theta = \frac{\pi}{2} \qquad (٤٠ د)$$

التكامل فى (٤٠ ب) يعطى إذن تقريباً بواسطة

$$\int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \cong \frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{R}{R_c}} \qquad (٤٠ هـ)$$

وإذا ما عوضنا بهذا التعبير فى (٤٠ ب) مع أخذ (٣٩ أ) فى الاعتبار نحصل على

$$\ln T \cong -\frac{2\pi e^2 Z'}{\hbar}\sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} + \left(\frac{8}{\hbar}\right)\sqrt{e^2Z'Rm_\alpha} \qquad (٤٠ و)$$

٤١ – للحصول على صيغة مفيدة وواضحة سوف نقوم بتقريبات أخرى . سوف نضع $Z' = 86$ و $R = 7.3\ \text{fermi}$ وهى قيم هذين البارامترين فى الحالة التى تكون فيها نواة نظير الراديوم هى النواة الأم . إذن نعتبر تلك القيم لـ Z' و R كقيم نمطية بالنسبة لكل الأنوية ذات نشاط ألفا الإشعاعى . كل مبتعثات ألفا من الأنوية الثقيلة والتغير فى Z' الموجود فعلا بالنسبة لهذه الطائفة من الأنوية ليس كبيراً جداً . البارامتر الهام فى (٤٠ و) هو الطاقة E ، التى ، كما قلنا تتغير من $4 - 10\ \text{MeV}$ إذن يمكن تبرير تقريبنا بدرجة معقولة ، خصوصاً فى ضوء التقريبات الأخرى التى قنا بها .

الآن بإدخال القيم العددية المناسبة للثوابت الفيزيائية فى (٤٠ و) وبوضع $Z' = 86$ و $R = 7.3\ \text{fermi}$ نحصل أخيراً على

$$\text{Log}\, T \cong -\frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} + 32.5 \qquad (٤١\ أ)$$

لاحظ أن (٤١ أ) تعطى اللوغاريتم العادى (الذى بالنسبة له 10 هو الأساس) لـ T للتغيير من اللوغاريتمات الطبيعية إلى اللوغاريتمات العادية نستخدم العلاقة $\text{Log}\, x = (\text{Log}\, e)\,(\ln x) \cong 0.434 \ln x$

لقد استنبطنا الآن التعبير العام (٤١ أ) لمعامل النفاذ T ، كدالة للطاقة E ، بالنسبة لحاجز الجهد الذى يجب على جسيم ألفا أن يخترقه فى انبعاث ألفا . دعنا نر كيف يمكننا استخدام هذه النتيجة لإيجاد زمن حياة مبتعثات ألفا .

٤٢ – نتدارس لهذا الغرض نموذجاً بسيطاً جداً لهذه العملية . نفترض بأنه قبل عملية الانبعاث يتأرجح جسيم ألفا جيئة وذهاباً داخل النواة على مدى قطر فيها . دع τ_0 يمثل الزمن المنصرم بين تصادمين متتاليين مع « الحوائط » . فى كل تصادم يوجد احتمال معين بأن يتسرب الجسيم من خلال حاجز الجهد . وفى الحقيقة يكون احتمال الابتعاث فى كل تصادم مفرد مساو بالضبط لمعامل النفاذ T يترتب على ذلك بأن على جسيم ألفا القيام بعدد من التصادمات من رتبة $1/T$ قبل أن يخرج من النواة ، ومن الممكن إذن كتابة زمن العمر τ كما يلى

$$\tau = \frac{\tau_0}{T} \qquad (٤٢\ أ)$$

أو

$$\text{Log}\, \tau = \text{Log}\, \tau_0 + \frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} - 32.5 \qquad (٤٢\ ب)$$

لتقدير τ_0 يمكننا الافتراض ، على أساس نموذجنا السهل ، بأن جسيم ألفا الذى بداخل النواة يتحرك بنفس السرعة v التى سوف يكتسبها بعد الابتعاث إذن نحصل على

$$\tau_0 = \frac{2R}{v}, \quad v = \sqrt{\frac{2E}{m_\alpha}} \qquad (٤٢ جـ)$$

إذا ما طبقنا هذا فى حالة نظير الرديوم ${}_{88}Ra^{226}$ ، الذى استخدمناه كبتمث ألفا « عيارى » ، نحصل على $\tau_0 \cong 10^{-21}$ sec.

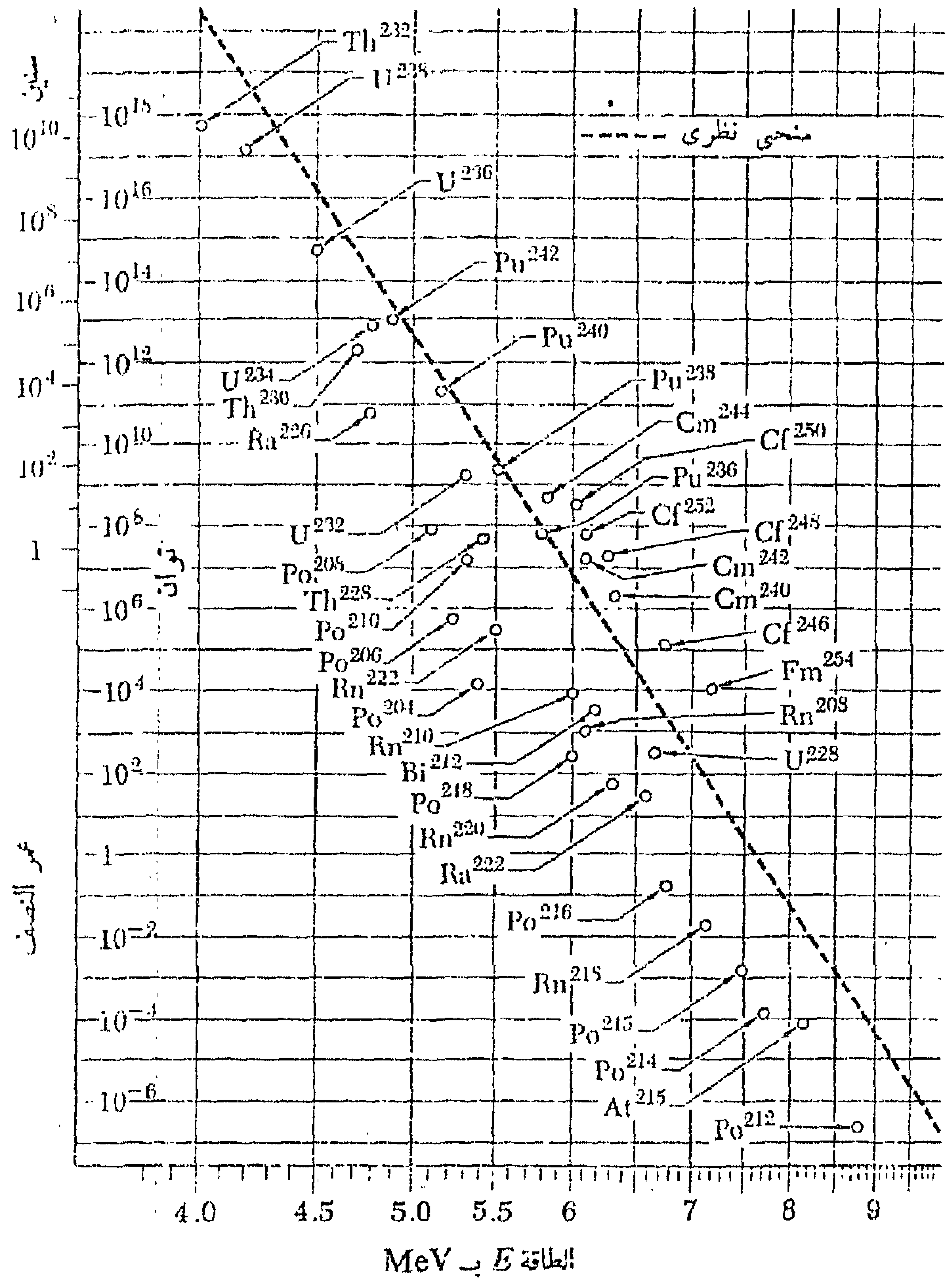
كما نرى من (٤٢ جـ) فإن الزمن τ_0 يعتمد على الطاقة E كما يعتمد أيضاً على نصف القطر النووى R . مع ذلك ، توجد الكمية τ_0 كالمتغير المطلق للوغاريتم فى (٤٢ ب) وتغير الحد الأول مع E لا يعتد به تماماً بالمقارنة مع تغير الحد الثانى مع E . لرؤية ذلك صراحة نأخذ فى الاعتبار ماذا سيحدث عندما تتغير E من 4 MeV — 9 الزيادة. فى الحد الأول من (٤٢ ب) إذن تساوى $\text{Log}\ (\frac{9}{4}) \cong 0.18$، الزيادة فى الحد الثانى من (٤٢ ب) تكون أكبر كثيراً ، بمعنى $148 \times (\frac{1}{2} - \frac{1}{3}) \cong 25$. يمكننا إذن الافتراض بإطمئنان بأن القيمة $\tau_0 = 10^{-21}$ sec تكون منطبقة تقريباً بالنسبة لكل مبتعات ألفا ، وسوف نفترض ذلك . من الممكن أن يذكر الموضوع كما يلى : العامل الغالب فى ابتعاث ألفا هو ظاهرة اختراق الحاجز . ما يجرى بداخل النواة قبل عملية الابتعاث لا نعلمه بدرجة جيدة للغاية . ولكن يمكننا القول بأن العملية الداخلية تحدد زمناً τ_0 ، والذى يمكن تفسيره على أنه الزمن بين محاولتين متتاليتين من الجسيم لاختراق الحاجز . يعتمد هذا الزمن بالتأكيد على النواة الأم تحت التساؤل . ولكن من الممكن الافتراض بعقلانية بأنه تقريباً من نفس الرتبة بالنسبة لكل مبعثات ألفا . على أى الحالات فإن التغير فى الحد الأول من (٤٢ ب) بالنسبة لأى نموذج معقول من الممكن توقع صغره بالمقارنة مع التغير فى الحد الثانى ، ولهذا السبب فإن نموذجنا البسيط ، والذى يجب أن يعطى على الاقل رتبة العظم الصحيحة بالنسبة لـ τ_0 ، ليس بدرجة عدم الجودة التى يظهر بها فى الوهلة الأولى ، أو ، بالأصح : من الممكن أن يكون نموذجاً غير جيد ولكن لا يهم كثيراً إذا ما كان غير جيد .

لقد وصلنا إذن إلى هدفنا الأخير ، وهو علاقة عامة بين زمن الحياة τ والطاقة E لمبتمث ألفا :

$$\text{Log}\ (\tau/\text{sec}) \cong \frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} - 53.5 \qquad (٤٢ د)$$

٤٣ — فى الشكل ٤٣ أ رسمنا نصف العمر لمبتمث ألفا مقابل الطاقة E : الخط المشرط يمثل المعادلة (٤٢ د) . فى هذا الرسم البيانى يمثل المحور الصادى $\log(\tau/\text{sec})$ والمحور السينى $-1/\sqrt{E/\text{MeV}}$ والعلاقة (٤٢ د) إذن يمثلها خط مستقيم . فى نفس الرسم البيانى رسمنا عدداً كبيراً من باعثات ألفا معروفة على سبيل مقارنة نظريتنا مع الحقائق المشاهدة نلاحظ بأن النقاط العملية لا تقع بأى حال من الأحوال على المنحنى النظرى ، ولكن من الواضح أيضاً بأن الاتجاه العام من النتائج المشاهدة يتم نسخة بواسطة المنحنى النظرى . من الممكن اعتبار ذلك كانتصار رائع لميكانيكا الكم بأن تأخذنا نظريتنا السهلة والسطحية إلى هذا المستوى من تفهم نشاط ألفا الإشعاعى والذى يبدو من الوهلة الأولى لظاهرة معقدة بدرجة كبيرة لا أمل فيها .

قدمت نظرية اختراق الحاجز الميكانيكية الكمية بواسطة جامو (Gamow) وبغير ارتباط بواسطة .



شكل ٤٣ أ عمر النصف لمبتعثات ألفا مقابل الطاقة . تبين الدوائر الصغيرة فى هذا الرسم البيانى مجموعة مختارة من الأنوية ذات نشاط ألفا الإشعاعى . المحور الصادى يمثل اللوغاريتم لعمر النصف ، والمحور السينى يمثل الكمية $1/\sqrt{E}$ حيث E هى طاقة الحركة لجسيم ألفا المبتعث . تتوقع نظريتنا السهلة بأن تقع النقط على خط مستقيم ، مبين لخط متقطع فى الرسم البيانى . كما نرى فإن التوافق أبعد ما يكون عن الكمال بالنسبة للتفاصيل ، لكن الاتجاه العام فى اعتماد بعمر نصفى على الطاقة يتم تكراره بصحة . إذا ما أخذنا هذا الرسم البيانى فى الاعتبار ككل فهو تأكيد عظيم لمعتقدات ميكانيكا الكم .

كندن وجيرنى (Condon and Gurney) فى عام ١٩٢٨ * . منذ ذلك الوقت أضيفت بالطبع الكثير من التحسينات إلى نظرية اضمحلال ألفا ، وبتلك الإضافات من الممكن تفسير النتائج المشاهدة بتفصيل أكثر كثيراً .

٤٤ – مدى العمر المعطى بواسطة الشكل ٤٣ أ هو عمر النصف للأنوية المشعة . وكما يعلم القارئ بدون شك ، يحكم الاضمحلال الإشعاعى بواسطة قانون أسى بحيث أنه إذا كانت هناك فى البداية ، عند زمن $t = 0$ ، عدد N_0 من أنوية النوع تحت التساؤل ، فإن عدد الأنوية المتوسط الموجودة عند زمن لاحق t يعطى بواسطة

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \qquad (٤٤ أ)$$

يعرف الثابت λ **بثابت الاضمحلال** ، أو **بمعدل الاضمحلال** . يعرف مقلوبة ، $1/\lambda$ ، **بمتوسط العمر** للنواة ، يعرف عمر النصف كالزمن الذى يصبح عنده $N(t) = N_0/2$: عند هذا الزمن تكون نصف الأنوية الموجودة أصلا قد تحللت ، فى المتوسط ، بالرمز إلى متوسط العمر بالرمز τ_m ، وإلى عمر النصف بالرمز $\tau_{1/2}$، نحصل على

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau_m \ln 2 \qquad (٤٤ ب)$$

من الممكن أن تتساءل عما إذا كانت الصيغة (٤٢ د) تعطينا متوسط العمر ، عمر النصف ، أو من المحتمل زمن عمر آخر . يعطينا استدلالنا فى الحقيقة متوسط العمر ، ولكن فى مدى دقة مناقشتنا لا يكون هناك فرق على وجه الإطلاق إذا ما تكلمنا عن متوسط العمر أو عمر النصف . كما نرى فى الشكل ٤٣ أ فإن نتائجنا صحيحة فى مدى عامل يساوى 100 أو 1000

٤٥ – خذ فى الاعتبار شكل ٣٨ أ ثانية . هذا الشكل أيضاً له علاقة مباشرة أيضاً بالعملية العكسية التى يتصادم فيها جسيم مشحون ذو طاقة تساوى E ، أقل من ارتفاع الحاجز . مع نواة . الجسيم تحت التساؤل من الممكن أن يكون جسيم ألفا أو بروتون ، أو من المحتمل أن يكون ديوترون . إذا ما تمكن الجسيم من الوصول إلى داخل الحاجز بمعنى ، إلى المنطقة التى تعمل فيها القوى النووية القوية فسوف يحدث تفاعل نووى بصفة عامة . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية فسوف لا يتمكن الجسيم من اختراق الحاجز ، ولكننا الآن على علم بأن الموقف يختلف بالنسبة لميكانيكا الكم . إذا ما كانت الطاقة E صغيرة جداً فإن معامل النفاذ T يكون أيضاً صغيراً ، وليس من المحتمل حدوث تفاعل نووى فى أى تصادم معين . كلما ازدادت طاقة الجسيم تزداد معها شفافية الحاجز ، وبالمثل يزداد احتمال حدوث تفاعل نووى . بالإضافة

* G. Gamow, "Zur Quantentheorie des Atomkernes," *Zeitschrift für Physik* 51, 204 (1928). See also G. Gamow, "Quantum theory of nuclear disintegration," *Nature* 122, 805 (1928); R. W. Gurney and E. U. Condon, "Wave mechanics and radioactive disintegration," *Nature* 122, 439 (1928).

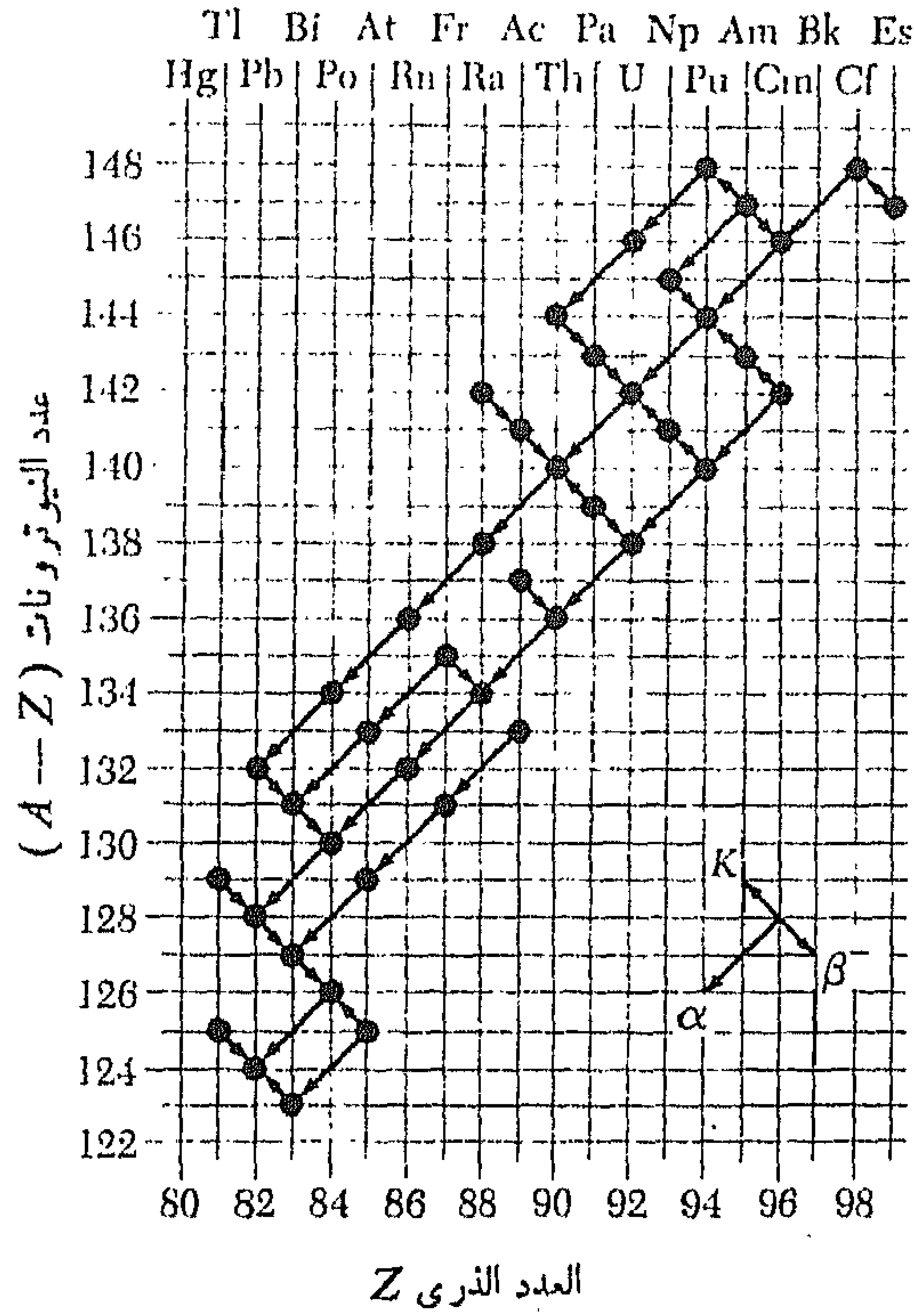
إلى ذلك فتمثل تلك الزيادة تقريباً بواسطة دالة أسية للطاقة . هذه الظاهرة فى اختراق الحاجز هى إذن سمة هامة للكثير من التفاعلات النووية التى تتضمن جسيمات ساقطة **مشحونة** ذات طاقة ليست بالعالية جداً . يختلف الموقف كلية عندما يكون الجسيم الساقط عبارة عن **نيوترون** . يختفى فى هذه الحالة الحاجز الكولومى ، ومن الممكن أن يدخل النيوترون بحرية داخل النواة مهما كانت طاقته صغيرة . فى الحقيقة يحدث الكثير من التفاعلات النووية بنتائج كبير بالنسبة **للنيوترونات الحرارية** ، التى نفهم بواسطتها بأن النيوترونات بطاقة تقابل درجة حرارة الغرفة ، بمعنى ، حوالى $1/40$ eV

٤٦ – يمكن ترتيب الأنوية الثقيلة المشعة فى أربع مجموعات تقابل أربع متسلسلات إشعاعية مختلفة ، أو سلاسل إضمحلالية . فى حالة ابتعاث ألفا يتغير العدد الكلى A للنواة بمقدار 4 — وحدة ، وبتغير العدد Z بمقدار 2 — وحدة . فى حالة اضمحلال بيتا الذى ينبعث فيها إلكترون (بوزيترون) مع ضديد النيوترينو (نيوترينو) ، لا يتغير العدد الكتلى ، ولكن يتغير العدد الشحنى بمقدار $1 + (1 -)$ تضمحل بعض الأنوية الثقيلة عن طريق ابتعاث ألفا ، وبعضها يضمحل عن طريق ابتعاث بيتا . يوجد احتمال آخر : من الممكن أن تتصيد نواة واحدة من إلكترونات سحابة الإلكترونات التى تحيط بها ، وتبعث فى نفس الوقت بنيوترينو . تسمى هذه العملية **بأسر** K . أنها على علاقة وثيقة باضمحلال بيتا . التفاعل التبادلى الأساسى والمسؤول عن أسر K— واضمحلال بيتا هو **التفاعل التبادلى الضعيف** العالمى والذى تناولناه بالذكر من قبل . لا يساهم الإلكترون ، والبوزيترون ، والنيوترينو فى التفاعلات القوية والتى منها « القوة النووية » كمثال ، على حين يساهم جسيم **ألفا** . السبب فى مدى الأعمار الطويلة التى يتم مصادفتها فى اضمحلال بيتا وأسر K— ليس تأثير نفاذ حاجز ، ولكن ببساطة الضعف الذاتى للتفاعلات التبادلية الضعيفة .

فى اضمحلال ألفا ، اضمحلال بيتا أو أسر K— ، يتغير العدد الكتلى A بأربع وحدات ، أو لا يتغير على الإطلاق . يمكن إذن تجميع الأنوية المشعة فى أربع مجموعات ، والعدد الكتلى ضمن مجموعة يكون على الصورة $A = (4n + r)$ حيث n متغير ، ولكن r ثابت . المجاميع الأربع تقابل أربع قيم مختلفة $r = 0, 1, 2, \text{or } 3$ إحدى تلك المتسلسلات الإضمحلالية المشعة ، بالنسبة لـ $r = 2$ توضح فى الشكلين ٤٦ أ – ب .

عنصر مشع يوجد فى الطبيعة إما أن يكون ذو مدى عمر كبير جداً ، أو أن يكون عضواً من أعضاء سلسلة اضمحلال ناشئة من عنصر طويل الحياة . نذكر ضمن الأنوية الثقيلة ذات مدى العمر الطويل النواة U^{238} بعمر نصفى 4.5×10^9 سنة ، Th^{232} بعمر نصفى 1.4×10^{16} سنة ، و U^{235} بعمر نصفى 7.13×10^8 سنة . العضو الأطول عمراً من العائلة $(4n + 1)$ هو نظير النبتونيوم ، Np^{237} بعمر نصفى 2.2×10^6 سنة ، يعتبر هذا بالزمن القصير إذا ما قيس بمقياس العمر الجيولوجى ، وعلى ذلك فإن العائلة $(4n + 1)$ لا توجد بصورة طبيعية .

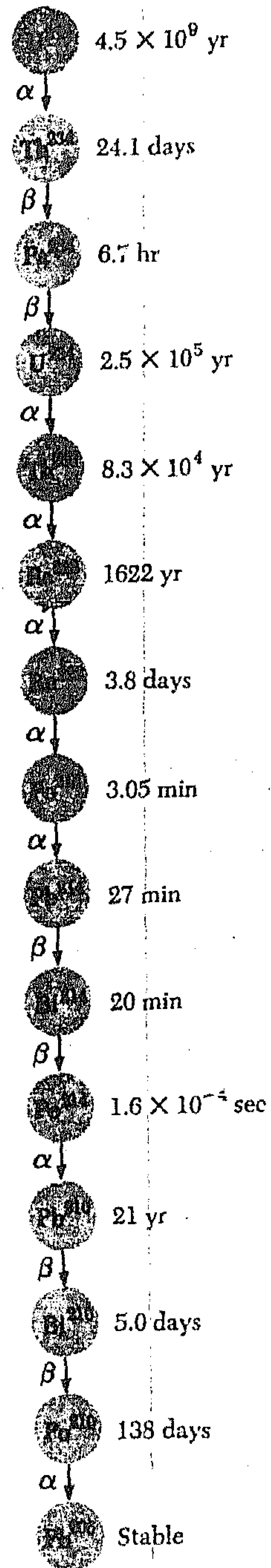
القليل من الأنوية الخفيفة الموجودة طبيعياً هى أيضاً مشعة . من أمثلتها الأنوية ذات نشاط – بيتا مثل K^{40} بعمر نصفى 1.3×10^9 سنة و Rb^{87} بعمر نصفى 4.7×10^{10} سنة .



شكل ٤٦ ا أنوية مشعة ثقيلة ، تعطى أعدادها الكتلية على الشكل ($A = (4n + 2$ تبين الأسهم الاضمحلال الإشعاعى ، نوع الاضمحلال تبينه اتجاهات الأسهم كما توضحه الخريطة الصغيرة فى أسفل اليمين من الشكل . يرمز الرمز α إلى اضمحلال α يرمز الرمز β' إلى اضمحلال بيتا (من خلال ابتعاث إلكترون وضديد النيوترينو) . ويرمز الرمز K إلى أسر — K

لاحظ أن بعض الأنوية تضمحل بطريقتين مختلفتين . لاحظ أيضاً أن الناتج النهائى لكل سلاسل الاضمحلال بعاليه هو نظير الرصاص المستقر Pb^{206} .

٤٧ – ظاهرة النشاط الإشعاعى الطبيعى تجعل من الممكن تعيين أعمار الصخور بمعنى ، الزمن الذى انقضى منذ آخر تحول كيميائى لها . المبدأ سهل : نعين المقادير النسبية لنظير مشع ذى عمر طويل والناتج النهائى المستقر فى سلسلة الاضمحلال والموجودة فى عينة . نأخذ فى الاعتبار ، مثلا ، سلسلة اليورانيوم – راديوم الإضمحلالية والتى تبتدئ بنواة اليورانيوم – U^{238} وتنتهى بالتظير المستقر رصاص – Pb^{206} نفترض بأننا وجدنا ، فى عينة معينة ، مقدار من الرصاص – Pb^{206} يناظر عدداً من الذرات يساوى N_{Pb} ومقدار من اليورانيوم – U^{238} يناظر عدداً من الذرات يساوى N_U إذا ما افترضنا بأن كل ذرات الرصاص – Pb^{206}



شكل ٤٦ ب سلسلة النشاط الإشعاعى يورانيوم – راديوم – رصاص . أعمار النصف مبينة على اليمين ونوع الاضمحلال على اليسار . تلك النظائر توجد بصورة طبيعية (فى معان اليورانيوم) لأن منشأها من نظير اليورانيوم 238 ذى العمر الطويل . بالنسبة لمقياس الزمن الجيولوجى لا تعتبر أعمار النصف محسوسة لعناصر ما وراء اليورانيوم الموجودة فى هذه السلسلة (أعداد كتلية من الشكل $4n + 2$) .

قد نتجت عن اضمحلال اليورانيوم ، فيمكننا كتابة

$$N_U = N_0\, e^{-\lambda T}, \qquad N_{Pb} = N_0\,(1 - e^{-\lambda T}) \qquad (\text{٤٧ أ})$$

حيث N_0 هو عدد ذرات اليورانيوم 238 التى كانت موجودة فى البداية ، λ هو معدل الاضمحلال اليورانيوم ، و T هو عمر العينة . بما أن $N_0 = N_U + N_{Pb}$ إذن نحصل على

$$e^{\lambda T} = \frac{(N_{Pb} + N_U)}{N_U} \qquad (\text{٤٧ ب})$$

وبما أن λ معلومة يمكننا إذن تعيين T . تعطى هذه الطريقة فى الحقيقة حداً أقصى على T ، لأن بعض ذرات الرصاص – 206 الموجودة حالياً من المحتمل أنها كانت موجودة عند تكون المعدن . طريقة أكثر دقة هى إذن ضرورية ، ويجب علينا مقارنة التركيب النظائرى للرصاص فى المعادن التى لا تحتوى على يورانيوم مع التركيب فى المعادن التى تحتوى على يورانيوم ، مثالنا إذن مبسط أكثر من اللازم ، ولكنه يوضح المبدأ المستخدم .

طريقة أخرى تعتمد على مقارنة محتوى الهليوم فى الصخور مع محتواها من اليورانيوم . مع كل انبعاث ألفا فى سلسلة الاضمحلال تنتج نواة من الهليوم ، وإذا ما كنا متأكدين من أن الهليوم لم يتسرب من داخل الصخرة فيمكننا إذن تعيين عدد ذرات اليورانيوم التى تحللت منذ تكوين الصخرة *.

من خلال مثل هذه الطرق وجد أن أقدم الصخور فى القشرة الأرضية لها من العمر حوالى 3×10^9 سنة . هذا بالتأكيد حد أدنى لعمر الأرض ، ذلك لأن القشرة الأرضية عانت من الكثير من التحولات الكيميائية فيما مضى . درست النيازك أيضاً ، ووجد أن أعمارهم حوالى 4.6×10^9 سنة . لا تعرف الكيفية التى تكونت بها النيازك بأى نوع من التأكيد ، ولكن يوجد دليل جيد بأنها قد تكونت (مبلورة) فى حوالى نفس الزمن الذى تكونت فيه الأجسام الصلبة الأخرى فى النظام الشمسى . عمر الأرض كجسم يكون إذن حوالى 4.6×10^9 سنة . بالإضافة إلى ذلك فن الممكن باستخدام « ساعات » النشاط الإشعاعى ، تقدير الزمن الذى انقضى بين التكوين الأخير للعناصر الكيميائية فى النيازك وبين تبلورها . تبعاً لتقدير *

---

* التقدير الأول لعمر الأرض على أساس النشاط الإشعاعى قام به رزرفورد . انظر

E. Rutherford, "The Mass and Velocity of the α particles expelled from Radium and Actinium," *Philosophical Magazine* 12, 348 (1906).

انظر الصفحات ٣٦٨ – ٣٦٩ ، حيث توصل رزرفورد إلى التقدير 400 مليون سنة للمعادن التى درسها .

J. H. Reynolds, "Determination of the age of the elements," *Physical Review Letters* 4, 8 (1960).

أنظر أيضاً

C. M. Hohenberg, F. A. Podesek, and J. H. Reynolds, "Xenon-Iodine Dating: Sharp Isochronism in Chondrites," *Science* 156, 202 (1967),

من أجل بعض نتائج تدل على أن الزمن من الممكن أن يكون أقصر بدرجة محسوسة جداً .

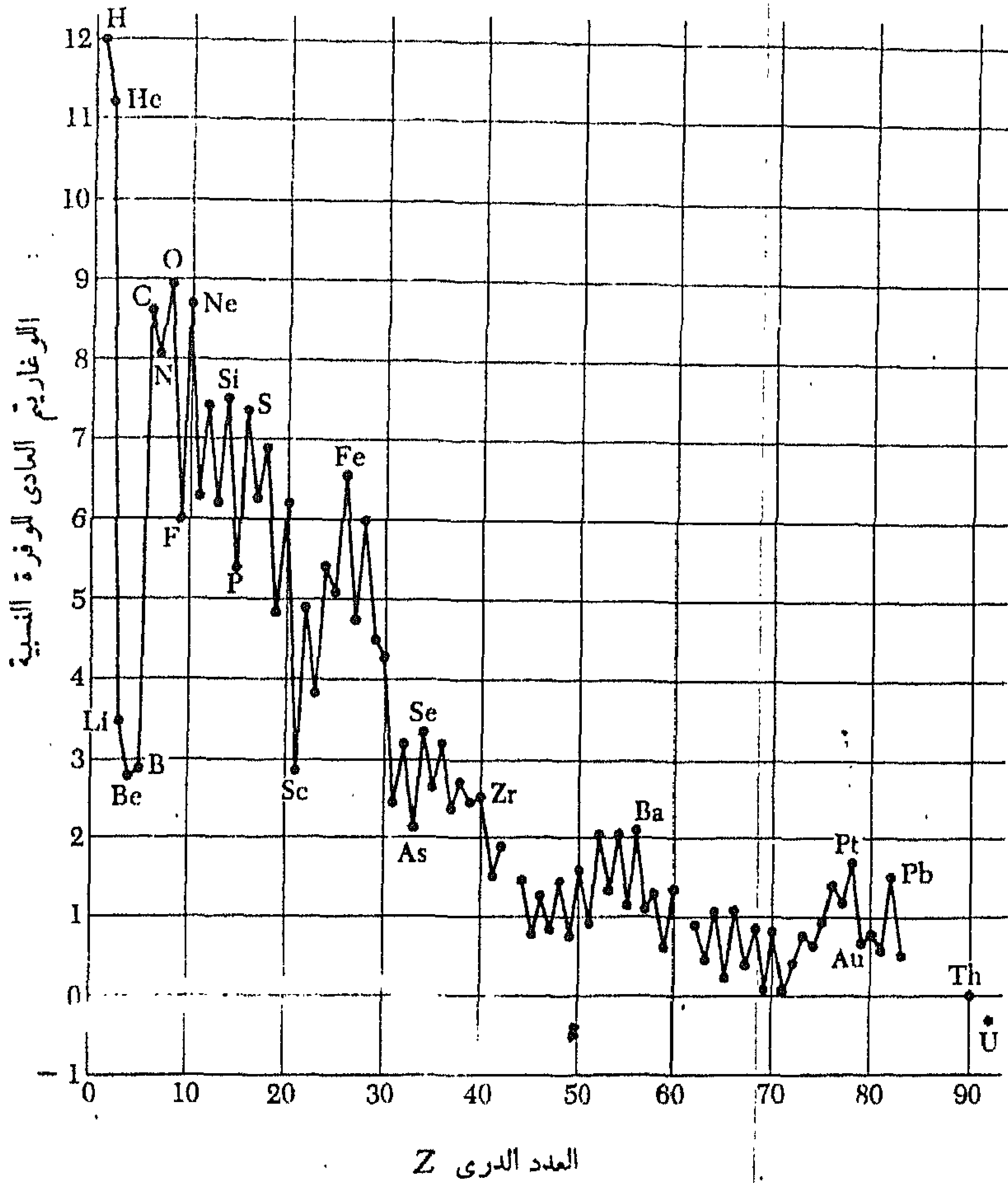
مماثل ، فيبدو بأن هذا الزمن كان حوالى 0.35×10^9 سنة . ذلك يعنى بأن البناء النهائى للعناصر الكيميائية المحتواه فى الكواكب والنيازك تم منذ حوالى 5 بلايين سنة مضت . هذا إذن هو العمر المقدر لنظامنا الشمسى .

٤٨ – من الطبيعى أن نمعن التفكير أكثر . كم هو عمر الكون ؟ كيف تم تكوين العناصر الكيميائية؟ لا يمكن أن نناقش هنا الأفكار التى تؤدى إلى تقديرات لعمر الكون . من المعتقد أن عمر الكون من الممكن أن يكون حوالى 10 بلايين سنة ، تقريباً من نفس رتبة عظم عمر النظام الشمسى .

من المعتقد فيه أن العناصر الكيميائية تم تكوينها من الهيدروجين فى تفاعلات نووية فى النجوم . يبين شكل ٤٨ أ الوفرة المقدرة للعناصر الكيميائية فى النظام الشمسى . النقط التى تمثل عناصر كيميائية مفردة ليست بالنقط التجريبية بالمفهوم بأنها تنشأ جميعها من قياسات على عينة عيارية مفردة . تمثل النقط تقديرات مبنية على أساس عدد كبير من أنواع مختلفة من القياسات ، مثل التعيين الطيفى للوفرة النسبية فى الجو الشمسى قياسات للوفرة النسبية فى النيازك وتقديرات للتركيب الكيميائى للقشرة الأرضية . لاحظ بأن الهيدروجين هو أكثر العناصر وفرة بدرجة كبيرة . لاحظ أيضا الذرات فى منحنى الوفرة المناظرة لعناصر مستقرة معينة . يوجد أيضاً اتجاه منهاجى واضح الرؤية بالنسبة لتلك العناصر ذات الأعداد الذرية الزوجية بأنها أكثر وفرة من العناصر المجاورة ذات الأعداد الذرية الفردية ، الذى يعكس الحقيقة بأن الأنوية التى تحوى عدداً زوجياً من البروتونات وعدداً زوجياً من النيوترونات تميل بأن تكون أكثر استقراراً عن الأنوية الأخرى .

لشرح هذا المنحنى بكل تفاصيله وعلى ذلك نقتفى أثر التاريخ الأول للنظام الشمسى لمسألة مبهرة . يعتقد بأن السمات الأساسية لمنحنى الوفرة بأنها مفهومة بدرجة معقولة فى وقتنا هذا .

لا يوجد عند المؤلف شئ يقوله حول السؤال عن كيفية منشأ الهيدروجين فى الأساس .



شكل ٤٨. ا رسم بيانى يوضح الوفرة النسبية المقدرة للعناصر فى النظام الشمسى . البيانات مأخوذة من جدول (فى الصفحات ١٩٢ – ١٩٣) من L. H. Aller: *The Abundance of the Elements* (Interscience Publishers, Inc., New York, 1961), والرسم البيانى تم الإيحاء به عن طريق رسم بيانى مماثل فى صفحة ١٩١ من نفس الكتاب .

المحور الصادى يمثل اللوغاريتم للأساس عشرة للوفرة النسبية ، بمعنى ، العدد النسبى للذرات . النقط التى تمثل عناصر متحاورة تم توصيلها من أجل السهولة فى القراءة . رسم بيانى مثل هذا مبنى على أساس تشكيلة من أنواع مختلفة جداً من القياسات ؛ وكذلك على أفكار نظرية معينة . البيانات بالنسبة للعناصر الخفيفة مأخوذة بالأكثرية من دراسات طيفية للشمس . على حين أن التقديرات بالنسبة للعناصر الثقيلة تأخذ فى الاعتبار دراسات تركيب النيازك . الرسم البيانى ملخص معقول عن المعلومات الحالية ، ولكن يجب أن نفهم بأن بعض البيانات المعروضة غير دقيقة ومبدئية إلى حد كبير .

من المعتقد أن وفرة العناصر فى كل الكون (المرئى) تقريباً متماثلةمع الوفرة فى النظام الشمسى . التوافر الموجود فى محيطنا الفورى يختلف بدرجة كبيرة عن التوافر « الكونى » (انظر الجدول (٤٨ ب)) .

جدول ٤٨ ب العناصر الثمانية الأكثر وجوداً فى القشرة الأرضية

العنصر	عدد الذرات (نسبة مئوية)
أوكسجين	62.6
سيليكون	21.2
ألومنيوم	6.5
صوديوم	2.64
كالسيوم	1.94
حديد	1.92
مغنسيوم	1.84
بوتاسيوم	1.42

يبين الجدول التركيب المقدر للأميال العشرة الخارجية من القشرة الأرضية مع المحيطات والغلاف الجوى . هذه العناصر الثمانية تكون مجتمعة 99% من كتلة هذا المجال . لا يتمكن مجال الجاذبية الأرضية الضعيف من الإبقاء على العناصر الخفيفة مثل الهيدروجين والهيليوم ، مما يشرح انخفاض وفرتها بالمقارنة مع البيانات الكونية . وفرة العناصر الأثقل فى الأرض يمكن توقعها بأن تكون مماثلة للوفرة الكونية . ولكن أدت العمليات الجيولوجية على الأرض إلى التفرقة الكيميائية للعناصر ، ولا تعتبر البيانات الخاصة بالقشرة ممثلة للأرض ككل .

موضوع متقدم :

معايرة الدالة الموجبة *

٤٩ – دعنا نتدارس دالة شرودينجر الموجية ، وللسهولة ، نحدد أنفسنا لحالة ذات البعد الواحد ، والتى فيها الدالة الموجية $\psi(x, t)$ دالة لـ x و t . ذكرنا بأن التربيع المطلق للدالة الموجية يتناسب مع كثافة احتمالية . هذا يعنى بأن الاحتمال بأن نجد الجسيم عند الزمن t فى المدى $x_2 > x > x_1$ يكون

$$P(x_1,x_2) = N \int_{x_1}^{x_2} dx\ |\psi(x,t)|^2 \qquad (٤٩ أ)$$

حيث N ثابت ما **لا يعتمد** على x . كيف نعين الثابت N ؟ بالاقتضاء البسيط بأن احتمال العثور على الجسيم فى **أى مكان** يجب أن يساوى واحداً ، بمعنى ، يجب أن نحصل على

$$1 = N \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ |\psi(x,t)|^2 \qquad (٤٩ ب)$$

* يمكن حذفها بالنسبة للقراءة الأولى .

الآن ، من الممكن تصور حدوث عدم تجمع التكامل (٤٩ ب) . إذا ما كان الحال كذلك فإن الثابت N يجب أن يساوى الصفر ، ويترتب على ذلك من معادلة (٤٩ أ) بأن احتمال العثور على الجسيم فى أى فقرة نهائية يجب أن يساوى صفراً أيضاً . هذا الوضع لا يمكن أن يناظر أى شئ ذى معنى فيزيائى ونستخلص الاستنتاج الهام بأن دالة شرودينجر الموجية $\psi(x, t)$ يجب ، بالنسبة لكل قيم t ، أن تكون دالة لـ x مكاملة التربيع . بالتسمية « مكاملة التربيع » نفهم الشرط بأن التكامل فى (٤٩ ب) يتجمع .

افترض إذن بأن الدالة الموجية $\psi(x, t)$ هى بالفعل مكاملة التربيع . من الممكن إذن أن نعرف دالة موجية جديدة $\psi_n(x, t)$ بواسطة

$$\psi_n(x,t) = \sqrt{N}\,\psi(x,t) \qquad \text{(٤٩ جـ)}$$

حيث N تعطى بالمعادلة (٤٩ ب) . هذه الدالة الموجية لها خاصية طريفة بأن

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,|\psi_n(x,t)|^2 = 1, \qquad P(x_1,x_2) = \int_{x_1}^{x_2} dx\,|\psi_n(x,t)|^2 \qquad \text{(٤٩ د)}$$

وكثافة الاحتمال إذن تساوى التربيع المطلق للدالة الموجية .

تسمى دالة موجية محققة للشرط الأول فى (٤٩ د) **بدالة موجية معايرة** ، أو تسمى بأنها **معايرة للوحدة** . من الواضح بأنه من المريح التعامل مع مثل هذه الدالة الموجية حيث أن تربيعها المطلق مساو لكثافة الاحتمال .

٥٠ – يجب الآن أن نرسى تساؤلا هاماً : هل الثابت ، N كما هو معرف بواسطة (٤٩ ب) ، يعتمد على الزمن t ؟ افترضنا أن $\psi(x, t)$ هى حل فعلى لمعادلة شرودينجر

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,\psi(x,t) + V(x)\,\psi(x,t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\,\psi(x,t) \qquad \text{(٥٠ أ)}$$

إذن الدالة الموجية الجديدة $\psi_n(x, t)$ تكون أيضاً حلا لهذه المعادلة إذا ما كان الثابت N لا يعتمد على الزمن .

سوف نبرهن النظرية الآتية : إذا ما كانت $\psi(x, t)$ تحقق المعادلة (٥٠ أ) وإذا ما كانت $\psi(x, t)$ تؤول إلى الصفر « بسرعة كافية » عندما تؤول x إلى $+\infty$ أو $-\infty$ ، إذن

$$\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,|\psi(x,t)|^2 = 0 \qquad \text{(٥٠ ب)}$$

هنا « بسرعة كافية » تعنى ، بجانب أشياء أخرى ، أن $\psi(x, t)$ مكاملة التربيع .

لإثبات هذه النظرية نفاضل داخل علامة التكامل :

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi(x,t)|^2 = \frac{\partial}{\partial t}\psi^*(x,t)\,\psi(x,t)$$

$$= \psi^*(x,t)\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial\psi^*(x,t)}{\partial t}\psi(x,t) \qquad (\text{٥٠ جـ})$$

تعطينا المعادلة (٥٠ جـ) تعبيراً للتفاضل الزمنى للدالة $\psi(x,t)$ للحصول على تعبير مماثل للمرافق المركب $\psi^*(x,t)$ للدالة الموجية نكون ببساطة المرافق المركب للمعادلة (٥٠ أ) فتعطينا المعادلة

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi^*(x,t) = \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi^*(x,t) - V(x)\,\psi^*(x,t) \qquad (\text{٥٠ د})$$

افترضنا هنا بأن $V(x)$ دالة حقيقية ، وهذا يمكن تعليله فى نظرية شرودينجر حيث الجهد يجب أن يناظر الجهد فى المسألة الكلاسيكية المناظرة . وكون الجهد حقيقياً هو أمر أساسى فى مناقشتنا ، وهذا الفرض موجود بصورة مستديمة فى نظرية شرودينجر .

الآن بحذف التفاضلات الزمنية من (٥٠ جـ) باستخدام (٥٠ أ) و (٥٠ د) نحصل على

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi(x,t)|^2 = \frac{i\hbar}{2m}\left(\psi^*\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \psi\frac{\partial^2\psi^*}{\partial x^2}\right)$$

$$= \frac{i\hbar}{2m}\frac{\partial}{\partial x}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x} - \psi\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\right) \qquad (\text{٥٠ هـ})$$

إذن نحصل على

$$\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,|\psi(x,t)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx\frac{\partial}{\partial t}|\psi(x,t)|^2 =$$

$$\frac{i\hbar}{2m}\left[\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x} - \psi\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\right]_{-\infty}^{+\infty} \qquad (\text{٥٠ و})$$

مع ذلك ، إذا ما بقى تفاضل الدالة الموجية (بالنسبة لـ x) محدوداً ، فسوف يتلاشى التعبير الذى على اليمين فى (٥٠ و) لأننا افترضنا بأن الدالة الموجية سوف تتلاشى عند ما لا نهاية . وبذلك تكون العلاقة (٥٠ ب) محققة ، ويترتب على ذلك فى الحال ، من (٤٩ ب) ، بأن N هو بالفعل ثابت لا يعتمد على الزمن t . الدالة $\psi_n(x,t)$ إذن هى أيضاً حل لمعادلة شرودينجر (٥٠ أ) . من الممكن دائماً تكوين دالة موجية معايرة من دالة موجية فيزيائية معينة ، وإذا ما أردنا فمن الممكن أن نتعامل بالكامل مع دوال موجية معايرة للوحدة .

تتحقق تلك الاستنتاجات الهامة أيضاً فى الحالة الثلاثية الأبعاد . سوف لا نبين ذلك هنا ، ولكن نقرر فقط بأن إثبات ذلك يماثل تماماً الإثبات فى الحالة ذات البعد الواحد .

٥١ – عند هذه المرحلة من الممكن أن يكون القارئ قلقاً للغاية لأن استنتاجنا الثابت بأن كل دالة موجية ذات مضمون فيزيائى يجب أن تكون مكاملة التربيع تبدو وكأنها تضفى شكوكاً على مناقشتنا المبكرة فى هذا الفصل عن الموجات المستوية أحادية اللون . من الواضح أن دالة موجية من الشكل $\exp(ixp/h - itp^2/2mh)$ لا تكون مكاملة التربيع وعلى ذلك لا يمكن معايرتها إلى الوحدة . نجد أنفسنا مضطرين إلى الاستخلاص بأن موجة لها كمية تحرك p محددة تحديداً دقيقاً ، وتعتمد على الإحداثى x فقط من خلال العامل $\exp(ixp/h)$ لا تناظر حالة حركة فيزيائية يمكن تحقيقها لجسيم . من ناحية أخرى ، فلسنا ممنوعين من اعتبار دالة تكون على مدى فترة كبيرة على محور x معتمدة على x من خلال العامل $\exp(ixp/h)$ ، بشرط أن هذه الدالة الموجية لا تتجه إلى الصفر عندما يتجه x إلى $+\infty$ أو $-\infty$ ، يمكننا إذن حل معضلتنا بالاتفاق على أنه عند مناقشتنا « لموجات ذات كمية تحرك محددة بدقة » فإننا لا نعنى حقيقة بأن الموجة فى كل مكان من الشكل $\exp(ixp/h)$ ندرك بأن الدالة الموجية يجب أن تتجه إلى الصفر عند ما لانهاية ، ولكن نفترض بأن الدالة الموجية على هذا الشكل على مدى فترة كبيرة جداً من محور x متضمنة المنطقة التى نهتم بها بصورة أساسية . على ذلك نفهم موجاتنا أحادية اللون وكأنها « تقريباً موجات أحادية اللون » يمكننا إذن بهذا المفهوم أن نستمر بأمان فى الحديث عن موجات معتمدة على الإحداثيات من خلال العوامل $\exp(ixp/h)$ أو $\exp(i\mathbf{x}.\mathbf{p}/h)$ ، كما يتم عمله فى كل مرجع فى ميكانيكا الكم تقريباً . من الممكن اعتبار الموجات غير المعايرة كحالات حدية لموجات معايرة . وإذا ما رغبنا يمكننا تسمية النوع الأول من الدوال الموجية بالدوال الموجية المعتلة . سوف تخدمنا هذه التسمية أيضاً فى إرضاء الرياضيين اللذين تؤذى شعورهم بحق الطريقة المهملة والشائعة التى يتكلم بها الفيزيائيون عن « الموجات المستوية » وكأنها بحسن نية دوال موجية شرودينجرية .

مراجع لدراسة اضافية

١ – أبحاث شرودينجر الأصلية عن ميكانيكا الكم تم نشرها مترجمة .

E. Schrodinger : *Collected Papers on Wave Mechanics* (Blackie and Son, Ltd., Glasgow, 1928).

من أجل تاريخ الموضوع فإننا نشير أيضاً إلى الكتب المذكورة فى نهاية الفصل الأول . (البنود ١ و ٥) .

٢ – من المحتمل أن يشعر بعض القراء برغبة شديدة فى زيادة معلوماتهم عن معادلة شرودينجر فى الحال . لذلك نذكر الكتب الآتية :

a) R. M. Eisberg : *Fundamentals of Modern Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1961).

b) E. Merzbacher : *Quantum Mechanics* (John Wiley and Sons, New York, 1961).

c) L. I. Schiff : *Quantum Mechanics,* 3rd edition (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968).

ثالث هذه الكتب هو الأكثر تقدماً . وكلها أكثر تقدماً من كتابنا هذا .

يذكر المؤلف تلك الكتب فقط بسبب احتمال اهتمام القارئ فى رؤية مناقشة كاملة عن موضوع معين . مسائل الحواجز البسيطة تناقش بالتفصيل فى المرجعين الأولين .

٣ – بالطبع يناقش النشاط الإشعاعى والتفاعلات النووية فى كل كتب الفيزياء النووية . من تلك الكتب نذكر التالى

a) D. Halliday : *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1955).

b) E. Segrè : *Nuclei and Particles* (W. A. Benjamin New York, 1964)

٤ – عن التساؤلات بالنسبة لتكوين العناصر الكيميائية ، وعن أعمار النظام الشمسى والكون ، نوجه النظر إلى :

a) E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle : «Synthesis of the Elements in Stars», *Reviews of Modern Physics* 29, 547 (1957)

b) W. A. Fowler and F. Hoyle : «Nuclear Cosmochronology», *Annals of Physics* 10, 280 (1960).

c) J. H. Reynolds : «The Age of the Elements in the Solar System», *Scientific American,* Nov. 1960, page 171.

مســـــائل :

١ – اعتبر الحاجز المبين فى شكل ٢٨ أ فى الحالة التى فيها $E > V_0$:

(أ) اعتبر أولا حالة جسيم ساقط من جهة اليسار . هذا الجسيم ، بمعنى ، الحزمة الموجية ، سوف سوف ينعكس جزئياً وينفذ جزئياً بسبب وجود جهد السلم . لمناقشة هذه الحالة فإننا نبغى حلا بحيث يصف فى المنطقة اليمنى موجة متجهة إلى اليمين . أوجد هذا الحل فى كل مكان ، واستنبط تعبيراً عن معامل الانعكاس R ، أى ، الاحتمال R بأن ينعكس الجسيم . معامل النفاذ T ، أى ، الاحتمال بأن ينفذ الجسيم ، يساوى إذن $(1 - R)$.

(ب) اعتبر بعد ذلك الحالة عندما يكون الجسيم ساقطاً من جهة اليمين . فى هذه الحالة ينبغى حلا لمعادلة شرودينجر بحيث يمثل موجة متجهة إلى اليسار فى المنطقة اليسرى . أوجد الحل فى كل مكان ، واستنبط تعبيراً عن معامل الانكسار R' ومعامل النفاذ $(1 - R') = T'$ لاحظ بأن الجسيم الكلاسيكى لا ينعكس بالمرة عند السلم .

٢ — استنبط تعبيراً مضبوطاً عن معامل النفاذ T لحاجز الجهد المبين فى شكل ٣١ أ وقارن نتيجتك المضبوطة بصيغتنا التقريبية (٣٣ ب) . هذه المقارنة يتم القيام بها على أحسن وجه بتكوين لوغاريتم كلا التعبيرين عن T . نتيجتنا التقريبية تنشأ فى الحالة الحدية لحاجز « مرتفع وسميك » .

٣ — من المهم اعتبار مثال معين عن تأثير اختراق الحاجز الضوئى والموضح فى شكل ٣٤ ب . عند الطول الموجى 6000 Å (فى الهواء) يكون معامل الانكسار للزجاج الصوانى 1.75 افترض أن الوسط الأثقل كثافة ضوئية فى شكل ٣٤ ب يكون زجاجاً صوانياً ، وافترض أن الوسط الأخف كثافة ضوئية هو الهواء . دع زاوية السقوط تكون $45°$ ودع الفاصل بين الشريحتين يساوى 0.01 mm قدر جزء الضوء الذى سيتمكن من المرور خلال الحاجز . (ليس من الضرورى إجراء حسابات دقيقة : تقدير من نفس روح مناقشتنا عن اختراق الحاجز سوف يكون كافياً) .

لاحظ أن شدة الضوء النافذ تقل أسياً مع سمك الفراغ الهوائى بين منشورى الزجاج . الكمية المهمة هى النسبة بين السمك والطول الموجى . لاحظ أن مركبة المتجه الموجى الموزية للسطح الفاصل تكون متساوية فى الفراغ الهوائى كما هى فى الزجاج . (لماذا ؟)

٤ — دعنا نبالغ فى الجدل حول تفصيل صغير : هل الشكل (٣٤ ب) مرسوم بطريقة مناسبة ؟ خذ فى الاعتبار العلاقة بين الشعاع الضوئى النافذ وبين الشعاع الضوئى الساقط . ربما كان من الواجب رسم الشعاع الضوئى النافذ كتكملة للشعاع الضوئى الساقط ، وليس كما هو الحال فى الشكل ؟ للتوصل إلى الطريقة التى كان من الواجب أن ترسم بها الصورة ربما أجرينا بعض التجارب . افترض بأن سمك الوسط الضوئى الخفيف يكون من رتبة عظم الطول الموجى للضوء المستخدم . بترتيبات من الفتحات الضوئية نصل إلى شعاع ضوئى متناه فى الضيق ونستخدمه كشعاع ضوئى ساقط ، يمثل هذا الشعاع بالخط المنقط فى يمين الجزء السفلى من الشكل . يمكننا بعد ذلك دراسة الشعاع الضوئى النافذ ، ونكتشف ماإذا ما إذا كان فعلا يتبع الخط المنقط فى يسار الجزء العلوى من الشكل . فى الحقيقة لا نطلب منك القيام بهذه التجربة فى المعمل . يمكنك القيام بها كتجربة عقلية بدلا من ذلك ، وذلك لعدم وجود أى شئ فى هذه التجربة لا يمكن التكهن به بدقة فى مضمون النظرية الكهرمغناطيسية .

بعد أخذ هذه التجربة فى الاعتبار ، اذكر رأيك فيما إذا كان الشكل ٣٤ ب صحيح الرسم .

٥ — خذ فى الاعتبار حركة جسيم فى جهد « اختيارى » ، كالمبين فى الشكل المصاحب . كلما تناهت x إلى $\infty +$ ، أو $\infty -$ تتناهى الدالة الجهدية $V(x)$ إلى الصفر .

افترض أن جسيما بطاقة E يسقط من جهة اليسار . الداله الموجيه $\varphi(x)$ يجب إذن أن تكون من الشكل : $\varphi(x) = [e^{ixk} + Ae^{-ixk}]$ بالنسبة لـ x كبيرة جد وسالبة ، ومن الشكل : $\varphi(x) = B\,e^{ixk}$ بالنسب لـ x كبيرة جداً وموجبة ، لإيجاد الثابتين A و B فعلياً فيجب علينا حل معادلة شرودينجر بالنسبة للجهد $V(x)$.

لقد وجهنا على تفسير $|A|^2$ كعامل الانعكاس بالنسبة للحاجز ، و $|B|^2$ كعامل النفاذ . إذا أردنا لهذا التفسير بأن يكون منطقياً فمن الواضح أن نحصل على :

$$|A|^2 + |B|^2 = 1 \qquad (\text{أ})$$

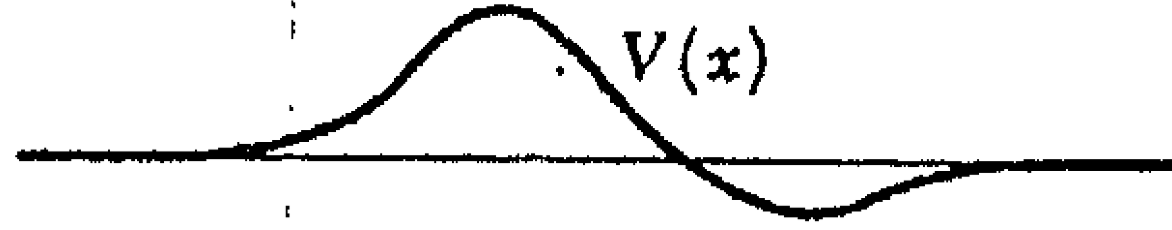
هذا يبرز تساؤلا مبدئياً . هل فى الواقع تنطبق العلاقة بعاليه على كل الدوال الجهدية $V(x)$ ؟

برهن هذه العلاقة بصورة عامة . تلميح : خذ فى الاعتبار الدالة

$$F(x) = \varphi^*(x)\frac{d\varphi(x)}{dx} - \varphi(x)\frac{d\varphi^*(x)}{dx} \qquad (\text{ب})$$

وبين أن $dF(x)/dx = 0$ إذا ما كانت $\varphi(x)$ تحقق معادلة شرودينجر .

هذه المسألة توضح الحقيقة بأنه فى بعض الأحيان يمكن إثبات تصريحات عامة خاصة بطبيعة الحلول ، بدون الحصول حقيقة على الحلول بصراحة . من الواضح فى هذه الحالة الخاصة بأننا قد اكتشفنا خاصية عامة وهامة لمعادلة شرودينجر وحلولها ، إذا ما أريد للنظريه أن تكون منطقية فإن المعادلة (أ) يجب أن تتحقق ، ومن المطمئن أننا يمكننا إثباتها .



يشير هذا الشكل إلى المسألة رقم ٥ . هل يمكنك البرهنة ، بالنسبة لحاجز اختيارى من هذا النوع ، على أن معاملى الانعكاس والنفاذ ، المعرفين بدلالة سعات الموجات المتجهة إلى اليمين وإلى اليسار ، فى الحقيقة يضافان إلى الوحدة ؟

٦ – توجد أسئلة إضافية مهمة يمكن أن نسألها عن الوضع المبين فى الشكل المصاحب للمسألة السابقة . على سبيل المثال : هل شفافية الحاجز ثابتة فى كلا الاتجاهين ؟

نظرية : معامل النفاذ عندما يكون الجسيم ساقطاً من جهة اليسار هو نفسه إذا ما كان الجسيم ساقطاً من جهة اليمين ، بشرط تساوى الطاقة فى الحالتين .

اثبت هذه النظرية . **تلميح :** لاحظ أنه إذا ما كانت $\varphi(x)$ ، كما نوقشت فى المسألة السابقة ، حلا لمعادلة شرودينجر ، تكون $\varphi^*(x)$ كذلك ، وأيضاً يكون أى اندماج خطى من $\varphi(x)$ و $\varphi^*(x)$. اعتبر اندماجاً خطياً مناسباً من $\varphi(x)$ و $\varphi^*(x)$.

٧ – يضمحل الكثير من الأنوية غير المستقرة عن طريق انبعاث بوزيترون ونيوترينو تخرج البوزيترونات بطاقات تتراوح بين 10 keV وعدة MeV . هذا النوع من الاضمحلال يكون نتيجة للتفاعلات التبادلية الضعيفة ، كما ذكرنا من قبل . ذكرنا أيضاً أن سبب طول مدى الأعمار فى بعض الأحيان بالنسبة للأنوية ذات نشاط بيتا يكمن فى الضعف الذاتى لهذا التفاعل التبادلى . هذا لا يستبعد الإمكانية بأن يلعب تأثير الاختراق الحاجزى دوراً هاماً . افحص هذه النقطة بمساعدة بعض الأمثلة العددية الصريحة ، بمعنى ، قدر معاملات النفاذ بالنسبة لحواجز جهد نمطية والتى يجب أن يتخللها البوزيترون ، واقنع نفسك بأن ظاهرة اختراق الحاجز ليست هذا العامل الغالب فى تحديد مدى العمط .

٨ – L. Meitner and W. Orthmann [*Zeitschrift fur Physik* 60, 143 (1930)]. قاما بقياس سعرى للطاقة الناتجة فى اضمحلال بيتا فى RaE (هذا هو الاسم القديم للنواة Bi^{210} استخدما فى هذه التجربة عينة من الـ RaE (الراديوم E) ، موضوعة فى مسعر مناسب ، وقاما بقياس المعدل الذى تتولد به الحرارة فى المسعر . بمعلومية عمر النصف RaE لـ (خمسة أيام) ، وحجم العينة ، تمكنا من الحصول على عدد التحللات فى الثانية ، وعلى ذلك مقدار الطاقة الحرارية المتولدة فى كل تحلل . هذه الكمية من الحرارة كانت 0.337 ± 0.020 MeV لكل تحلل .

من جهة أخرى كان معلوماً بأن طاقة الحركة القصوى التى يمكن أن يبتعث بها الإلكترون هى 1.170 MeV يوجد إذن تناقض مقلق بين الطاقة القصوى المعلومة والطاقة المعينة سعرياً . ولم يكن قلق الفيزيائيين غريباً فى ذلك الوقت . بما أننا نؤمن بأن الاضمحلال يحدث بين مستوى طاقة محددين فيجب إذن أن نفترض أن الطاقة 1.170 MeV هى طاقة الحركة التى تنطلق من كل اضمحلال وينشأ التساؤل إذن عن سبب « الاختفاء » الجزئى لهذه الطاقة فى المسعر . فى الحقيقة كان الفيزيائيون مضطرين إلى درجة كبيرة حتى أن بعضهم ، بما فى ذلك بوهر ، فكر فى إمكانية عدم تحقيق مبدأ حفظ الطاقة بالنسبة للفيزياء الميكروسكوبية .

فى ضوء معلوماتك عن اضمحلال – بيتا ، صف بالتفصيل الظروف المذكورة بعاليه (متضمناً شعور القلق الذى عانى منه الفيزيائيون فى ذلك الوقت) .

٩ – فى اليورانيوم الموجود طبيعياً وفرة النظير 235 هى 0.71 فى المائة ووفرة النظير 238 هى 99.28 فى المائة . عمر النصف لليورانيوم – 235 هو 7.1×10^8 سنة وعمر النصف لليورانيوم – 238 هو 4.5×10^9 سنة .

(ا) تتحقق الوفرات المذكورة بعاليه مع كل العينات الأرضية ، وكذلك مع النيازك المحتوية لليورانيوم. ما هو الاستنتاج الذى يخرج به من هذا الظرف ؟

(ب) إذا ما قمت بالافتراض المؤدى للسهولة بأن المقادير الأصلية للنظيرين كانا متساويين فى النظام الشمسى ، ما هو التقدير الذى تصل إليه عن عمر النظام الشمسى .

١٠ أ – احسب مقدار الراديوم الذى تتوقع وجوده فى كية من خام اليورانيوم تحتوى على طن من اليورانيوم . هل يكون هناك فرق إذا ما كان المعدن بعمر مليون سنة أو بعمر 500 مليون سنة ؟

ب – ما هى كية الرصاص التى تتوقع وجودها إذا ما كان المعدن بعمر 500 مليون سنة ؟

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

التكميم كمسالة قيمة مميزة

١ – عنواننا الثانوى المذكور أعلاه هو الترجمة الإنجليزية للعنوان العام للأبحاث الأربعة* المشهورة لشرودينجر (Schrodinger) عن الميكانيكا الموجية ، والتى بين فيها كيفية تفسير وجود مستويات طاقة منفصلة فى الذرات بدلالة الصورة الموجية ، وبصفة خاصة باستخدام معادلة شرودينجر .

قبل نظرية شرودينجر ، صاغ بوهر ، فى عام ١٩١٣ ، نظرية شبه كلاسيكية للذرات . تقول شبه كلاسيكية لأن بوهر افترض نموذجاً كوكبياً ، باستخدام قوانين الميكانيكا الكلاسيكية ، لكن مع الافتراض الإضافى بأن كل مدار متاح كلاسيكياً ليس بالضرورة موجودفعلا . إذ تتحدد المدارات الفعلية بواسطة عدد الشروط الكمية ذات طبيعية غير كلاسيكية . وكمثال على ذلك نذكر القاعدة التى تنص على أن كمية التحرك الزاوية الكلية الناتجة عن المسارات المدارية لجسيمات فى الذرة يجب أن تكون مضاعفات كاملة للمقدار $\hbar$. وتكون قيم الطاقة الكلية للمدارات المحددة الشروط الكمية فى كثير من الحالات (لكن ليس على الدوام) متسلسلة منفصلة . بهذه الطريقة توصل بوهر إلى نظرية عن مستويات الطاقة المنفصلة للذرة . ويمكن أن يطلق على طريقته تكميم الحركة فى الذرة . هذا هو المنشأ التاريخى لاصطلاح « التكميم » .

٢ – وكانت شروط بوهر الكمية غير منطقية ولا يمكن اعتبارها مقنعة . وفى الوقت الذى نشرت فيه أبحاث شرودينجر بدا واضحاً أنه فى حين أن نظرية بوهر قد فسرت بعض الحقائق المشاهدة ، إلا أنه كان لها عيوب مؤكدة وقصور سافر . وأذن كانت الظروف مهيأة لأفكار جديدة .

وكانت مساهمة شرودينجر العظيمة هى فى توضيح أنه إذا ما أخذت الصورة الموجية للمادة بصورة جدية ، فلابد أن تكون هنالك وسيلة نمطية وطبيعية « للتكميم » . كما بين شرودينجر أن معادلته الموجية لها ، تحت ظروف مناسبة ، حلول تصف موجات موقوفة ونسب تلك الحلول إلى الحالات المستقرة للذرات وتتميز كل حلول الموجات الموقوفة باحتوائها على معامل زمنى من الشكل $\exp(-i\omega t)$ ، حيث تكون

* E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, 361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

الترددات المتاحة . مجموعة متفرقة ، مثلا ω_1 ، ω_2 ، ω_3 ، . . . . وتكون طاقة الحالة المستقرة n محددة بالعلاقة $E_n = \hbar\omega_n$. فى هذا الفصل سوف نتتبع خطوات شرودينجر ونستكشف هذه الفكرة .

٣ – توصلنا فى الفصل السابع ، من خلال أدلة مقنعة ، إلى معادلة شرودينجر*

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\mathbf{x},t) + V(\mathbf{x})\psi(\mathbf{x},t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{x},t) \qquad (٣ أ)$$

التى تصف جسيما ذا كتلة m ، متحركاً فى مجال قوة ناتجة من دالة الجهد $V(\mathbf{x})$. وقد أدركنا بوضوح من خلال استنتاجنا بأن هذه المعادلة تقريبية إذ أن حركة الجسيم لم تشمل تأثير نظرية النسبية ، كما أنها تهمل كل ظواهر التحليق والفناء . وقد أوردنا أسباب الأهمية الكبيرة لهذه المعادلة فى مجالى الفيزياء الذرية والجزيئية وفى بعض المواقف فى الفيزياء النووية . كما حققنا نجاحاً كبيراً فى المجال الأخير وذلك بإمكانيتنا فى تفسير اعتماد زمن العمر لمشعات الفا على طاقة الجسيم المنبعث وذلك بدلالة ظاهرة النفق الميكانيكية الكمية .

وكما فعلنا فى الفصل السابع سيكون من المفيد هنا أن نأخذ فى الاعتبار الصورة المبسطة لنظرية شرودينجر والتى تتناول المسائل ذات البعد الواحد . وتكون معادلة شرودينجر لمثل هذه المسائل على الهيئة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi(x,t) + V(x)\psi(x,t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t) \qquad (٣ ب)$$

والمعادلة (٣ ب) أسهل بكثير فى معالجتها الرياضية بالمقارنة بالمعادلة (٣ أ) ذات الأبعاد الثلاثة . وبما أن السمات الأساسية للظاهرة التى نهتم بها الآن تظهر بنفس الصورة تقريباً فى المعادلتين ، فسوف نحصل على فهم حقيقى لكيفية تطبيق نظرية شرودينجر من خلال دراستنا للمعادلة الأبسط (٣ ب) . بالإضافة إلى ذلك . فيجب أن نقرر بأن هذه المعادلة ليست على درجة كبيرة من عدم الواقعية المحتمل تصورها للوهلة الأولى : إذ أن الكثير من المسائل التى تتضمن حركة فى الأبعاد الثلاثة من الممكن تحويلها إلى مسائل مكافئة من ذوات البعد الواحد .

٤ – دعنا نبدأ بالمسألة البسيطة جداً لجسيم يتحرك داخل صندوق طوله a ، له حوائط غير متناهية الارتفاع . المنحنى المتصل فى شكل (٤ أ) يمثل الجهد $V(x)$ بالنسبة لهذه المسألة . يكون الجهد $V(x)$ صفراً لقيم x المحصورة بين $(0, a)$ ، تقع النقطة $\infty +$ خارج هذه الفترة .

فى البند ٢٦ من الفصل السابع ، اعتبرنا الحالة التى يكون فيها حائط جهد واحد فقط غير متناه فى الارتفاع . توصلنا فى تلك الحالة إلى حلول موجات موقوفة أحادية اللون تصف الانعكاس لجسيم ذى طاقة موجبة E بواسطة الحائط . العنصر الجديد فى الموقف الحالى هو أن الجسيم محصور بين حائطى جهد غير متناهيين فى الارتفاع .

* نستخدم فى هذا الفصل نظام الوحدات cgs أو MKS .

دعنا الآن نحاول حل معادلة شرودينجر (٣ ب) مع الافتراض بأن الدالة الموجية $\psi(x, t)$ تعتمد على الزمن من خلال عامل عبارة عن دالة أسية بسيطة الزمن t ، بمعنى :

$$\psi(x,t) = \varphi(x) \exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right) \qquad (٤ \text{ أ})$$

بإدخال دالة موجية من هذا الشكل إلى المعادلة (٣ ب) نحصل على معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x) = [E - V(x)]\,\varphi(x) \qquad (٤ \text{ ب})$$

فى مناقشتنا بالبند ٢٦ ، الفصل السابع ، استخلصنا أن الدالة الموجية يجب أن تتلاشى فى أى منطقة . يكون فيها الجهد لانهائى القيمة وكذلك يجب أن تتلاشى عند حدود تلك المنطقة فى المسألة الحالية يجب إذن أن تتلاشى الدالة الموجية عند النقطتين $x = 0$ و $x = a$ وكذلك خارج الفترة $(0, a)$.

الحل العام للمعادلة (٤ ب) داخل الصندوق يأخذ الصورة

$$\varphi(x) = A \exp(ixk) + B \exp(-ixk) \qquad (٤ \text{ ج})$$

حيث

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \qquad (٤ \text{ د})$$

وحيث A و B ثابتان . إذا ما طبقنا الآن الشرط بوجوب تلاشى الدالة الموجية عند $x = 0$ ، نجد أن الحل المقبول فيزيائياً يجب أن يكون على الصورة

$$\varphi(x) = C \sin(xk) \qquad (٤ \text{ هـ})$$

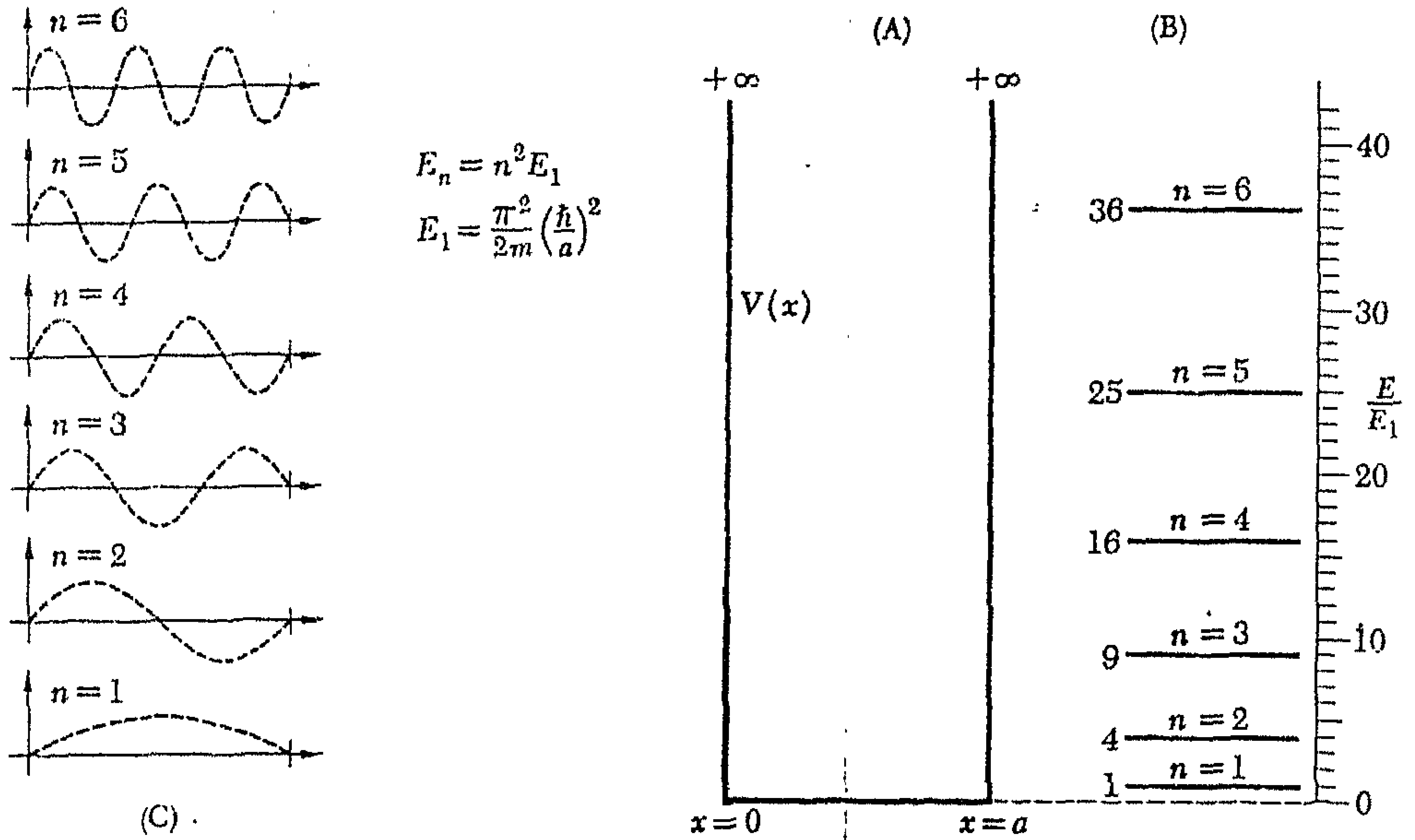
حيث C ثابت غير مساو للصفر . الدالة الموجية يجب أن تتلاشى أيضاً عند $x = a$ ، ونحصل بذلك على الشرط الإضافى

$$C \sin(ak) = 0 \quad \text{or} \quad ak = n\pi \qquad (٤ \text{ و})$$

هذا شرط على k ، وإذن فهو شرط على قيم الطاقة E . بأخذ العلاقة بين E و k فى الاعتبار ، كما هو معبر عنها بواسطة (٤ د) ، نحصل على

$$E = \frac{n^2\pi^2(\hbar/a)^2}{2m} \qquad (٤ \text{ ز})$$

حيث n عدد صحيح موجب : لايوجد لهذه المسألة حل مقبول فيزيائياً إلا إذا كانت E بهذه الصورة . نستبعد الحالة $n = 0$ لأنها تناظر حالة دالة موجية متلاشية طبيعياً ، وهى حالة غير مقبوله فيزيائياً . بما أننا قد افترضنا بأن k غير سالبة فيترتب على ذلك بأن n موجبة .



الأشكال ٤ أ ، ب ، جـ الموقف غير الفيزيائى إلى حد ما لجسيم محدد الحركة فى صندوق ذى بعد واحد يمدنا بتوضيح بسيط جداً لجوهر نظرية شرودينجر عن الحالات المستقرة . (أ) يوضح الجهد ، الذى يصبح غير متناه فى القيمة عند النقطتين $x = 0$ و $x = a$. الدالة الموجية المناظرة لحالة مستقرة يجب أن تتلاشى عند تلك النقطتين . هذا ممكن فقط إذا اتخذت الطاقة (الكلية) إحدى القيم المبينة فى (ب) الذى يشمل الترتيب الطبقى لمستويات الطاقة (مبين فقط المستويات الستة الأولى) . (جـ) يوضح الدوال الموجية المناظرة (الدوال المتميزة) لحالات الست المستقرة الأولى .

٥ – توصلنا إذن إلى أن معادلة شرودينجر (٣ ب) لجسيم فى صندوق لها حلول مستقرة ذات اعتماد زمنى أسى بسيط ، بمعنى ، حلول على الصورة $\psi(x, t) = \varphi(x) \exp(-itE/\hbar)$ وذلك فقط إذا ما اتخذت الطاقة E إحدى القيم المنفصلة للمجموعة E_1 ، E_2 ، E_3 ، ...... E_n والتى تعطى بواسطة :

$$E_n = \frac{n^2\pi^2(\hbar/a)}{2m} \qquad (٥ أ)$$

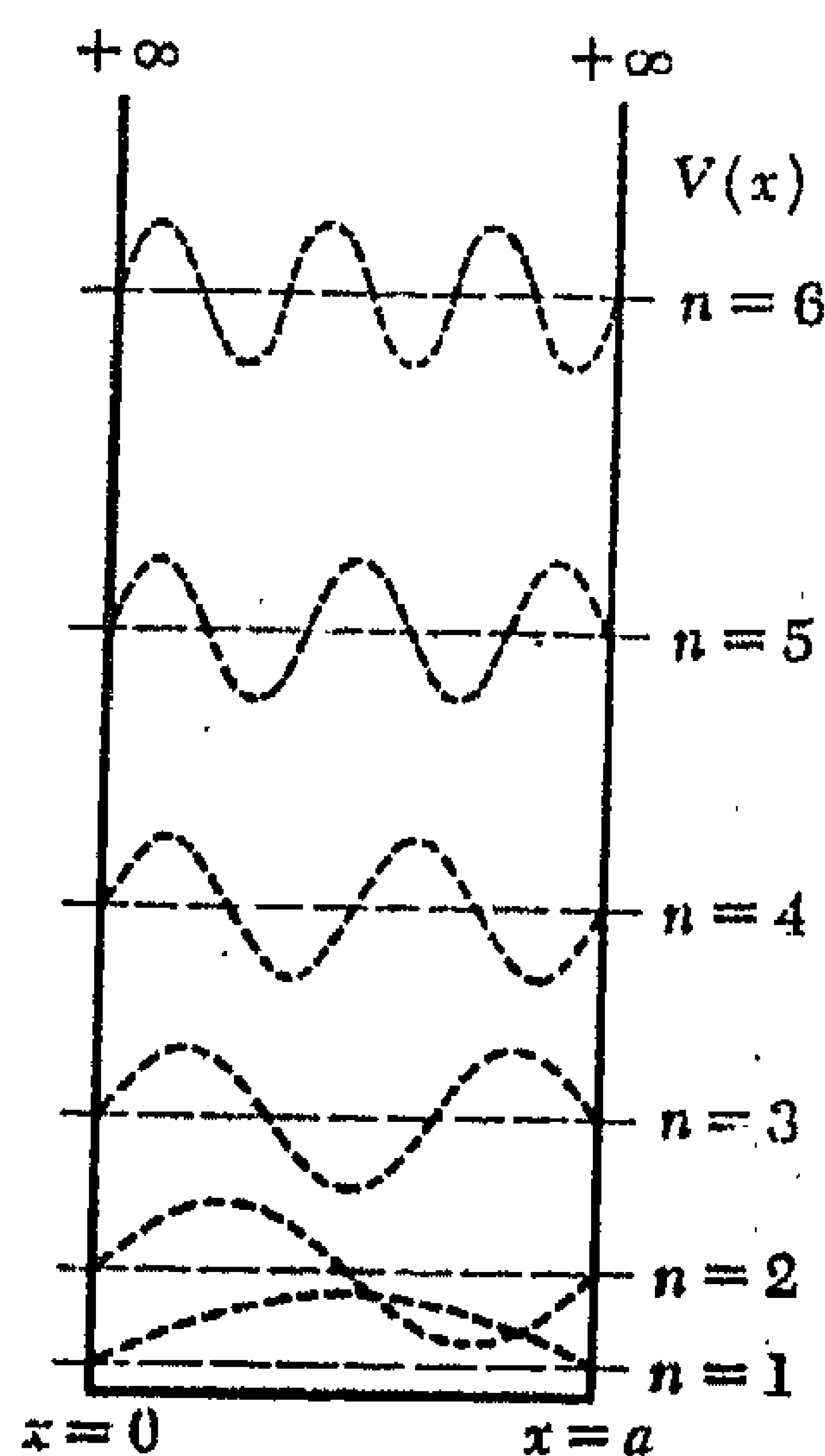
حيث n هو أى عدد صحيح . الدالة الموجية المعايرة * $\psi_n(x, t)$ والتى تناظر قيمة الطاقة الممكنة ذات الترتيب n ، E_n تكون إذن على الصورة

$$\psi_n(x,t) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \exp\left(-\frac{itE_n}{\hbar}\right) \qquad (٥ ب)$$

* من أجل مناقشة لمعايرة دالة شرودينجر الموجية ، أنظر البند ٤٩ ، الفصل السابع .

وذلك خلال المدى $(0, a)$ وتكون صفرا خارجة . (ويمكن اختبار ما إذا كانت هذه الدالة الموجية صحيحة المعايرة للوحدة وذلك بمكاملة $|\psi_n(x, t)|^2 = (2/a)\sin^2(n\pi x/a)$ من صفر إلى a : والناتج هو واحد صحيح) .

لقد مثلنا الطاقات E_n للنظام تحت الدراسة على هيئة تخطيط الحدود وذلك فى الشكل ٤ ب ، والذى يوضح المستويات الستة الأولى للطاقة . فى الشكل ٤ جـ قمنا برسم الدوال الموجية المناظرة $\varphi_n(x)$. تلك الدوال تكون ، بالطبع ، مساوية للدوال $\psi_n(x, t)$ عند الزمن المعين $t = 0$ ، أنظر أيضاً شكل ٥ أ الذى يعرض صورة مركبة .



شكل ٥ أ أنه لتقليد عام فى مراجع الميكانيكا الكية بأن تبين أشكال مثل ذلك المبين أعلاه . الأشكال ٤ أ ، ب ، جـ تم جمعها فى شكل واحد . من المحتمل أن يكون هذا تقليداً مؤسفاً ، ولكن بما أن المؤلف لم يضلل أبدا بمثل هذه الصور ، فإنه يفترض بالتالى بأن القارىء سوف لايضلل بذلك .

تبين مستويات الطاقة بواسطة الخطوط الرفيعة المتقطعة . كل خط من تلك الخطوط المتقطعة يمثل أيضاً الإحداثى السينى فى شكل متراكب يبين الدالة الموجية المناظرة .

٩ – لندرس الآن الفرق بين الحلول المستقرة والحلول غير المستقرة لمعادلة شرودينجر (٣ ب) .

خذ فى الاعتبار أولا الحل النونى المستقر ، المعطى بالمعادلة (٥ ب) . بما أن الحل مغاير للوحدة ، فإن التربيع المطلق للدالة الموجية يعطينا الكثافة الاحتمالية $P_n(x)$ للعثور على الجسيم فى أى مكان على المحور السينى . نحصل على

$$P_n(x) = |\psi_n(x,t)|^2 = \left(\frac{2}{a}\right)\sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \qquad (\text{٦ أ})$$

داخل الفترة $(0, a)$ ، وعلى $P_n(x) = 0$ خارج هذه الفترة . كما نرى ، فإن الكثافة الاحتمالية لاتعتمد على الزمن بالنسبة للحلول المستقرة .

لنأخذ فى الاعتبار بعد ذلك حلا غير مستقر . بما أن معادلة شرودينجر (٣ ب) هى معادلة تفاضلية خطية فإن الجمع الخطى لأى حلين يعطينا حلا جديداً . سوف يحقق هذا الحل الجديد نفس الشروط الحدية $\psi(0, t) = \psi(a, t) = 0$ ، بشرط تحقق هذين الشرطين بالنسبة للحلين الأصليين . من الممكن استنتاج أن أية مجموعات خطية من الحلول المستقرة (٥ ب) تعطينا حلولا جديدة مقبولة فيزيائياً ، وذلك يتفق مع مبدأ التراكب .

لرؤية ماذا يحدث فى مثل هذا التراكب من حلين ، دعنا نتدارس الاندماج الخطى المعين

$$\psi(x,t) = \sqrt{\frac{1}{2}}\ [\psi_{n'}(x,t) + \psi_{n''}(x,t)] \qquad (\text{٦ ب})$$

حيث نفترض بأن $n' \neq n''$. ندعى بأن هذا الحل الجديد لمعادلة شرودينجر معاير للوحدة (لكل الأزمنة t) الكثافة الاحتمالية $P(x, t)$ المناظرة لحل (٦ ب) تعطى بواسطة

$$P(x,t) = |\psi(x,t)|^2 = \left(\frac{1}{a}\right)\left\{\sin^2\left(\frac{n'\pi x}{a}\right) + \sin^2\left(\frac{n''\pi x}{a}\right)\right.$$
$$\left. + 2\sin\left(\frac{n'\pi x}{a}\right)\sin\left(\frac{n''\pi x}{a}\right)\cos\left[\frac{t(E_{n'} - E_{n''})}{\hbar}\right]\right\} \qquad (\text{٦ ج})$$

يجب على القارىء أن يبرهن مباشرة أن الدالة الموجية المعطاة فى (٦ ب) هى فعلا معايرة للوحدة ، وذلك بمكاملة هذا التعبير عن $P(x, t)$ بين 0 و a .

كما نرى ، فالكثافة الاحتمالية $P(x, t)$ تعتمد على الزمن : يبين الحد الأخير فى التعبير (٦ ج) سلوكاً تذبذبياً ، وتردد هذه الذبذبة يعطى بواسطة

$$\omega_{n'n''} = \frac{(E_{n'} - E_{n''})}{\hbar} \qquad (\text{٦ د})$$

٧ – ولعل بعض التفكير يدلنا على أن هذا السلوك يجب أن يظهر عند تراكب الحلول المستقرة (٥ ب) طالما يوجد حلان مستقران مختلفان على الأقل فى التراكب . (من الممكن أن يحتوى التراكب على أى عدد من الحلول المستقرة : حتى عدد متناه من الممكن وجوده) بالإضافة إلى ذلك فإننا نستنتج بسهولة أنه إذا ماوجد

الحلان المستقران $\psi_{n'}$ و $\psi_{n''}$ فى التراكب ، فيجب أن يكون هناك حداً فى الكثافة الاحتمالية يتذبذب بالتردد $\omega_{n'n''}$ ، المعطى بالمعادلة (٦ د) . هذا الحد ينتج عن الحدود المتقابلة $\psi_{n'}^{*}\psi_{n''}$ ، $\psi_{n''}^{*}\psi_{n'}$ الموجودة فى مفكوك الترتيب المطلق للدالة الموجية

$$\psi(x,t) = \sum_{n} c_n \psi_n(x,t) \qquad (\text{٧ أ})$$

حيث c_n ثوابت .

أصبح الآن ممكناً بالفعل إثبات النظرية التى تنص على أن : كل حل مقبول فيزيائياً لمعادلة شرودينجر الخاصة بمسألة الجسيم بالصندوق يمكن كتابته بطريقة وحيدة على هيئة مفكوك ، كالمعطى بواسطة (٧ أ) ، بدلالة الحلول المستقرة (٥ ب) للمسألة .

سوف لانبرهن هذه النظرية هنا ، لكن سوف نتقبلها كنظرية مقنعة جداً : ومن الناحية الرياضية فالنظرية عبارة عن متسلسلة فورييه . إذا ماتقبلنا هذه النظرية فيمكننا الاستنتاج بأن الحلول الوحيدة لمعادلة شرودينجر المناظرة لكثافة احتمالية لاتعتمد على الزمن هى الحلول المستقرة .

٨ – لقد تعلمنا الآن جوهر نظرية شرودينجر فيما يختص بالحالات المستقرة ومستويات الطاقة الخاصة بنظام ميكانيكى كمى . تناظر الحالات المستقرة حلولا مستقرة لمعادلة شرودينجر ، وتكون الكثافة الاحتمالية لتلك الحالات غير معتمدة على الزمن . بالنسبة للحالات غير المستقرة تبدى الكثافة الاحتمالية اعتماداً تذبذبياً على الزمن ، وترددات التذبذب الممكن حدوثه تعطى بالمعادلة (٦ د) بدلالة فروق الطاقة بين المستويات المستقرة المختلفة . تلك الترددات هى من الواضح الترددات للنظام والتى من المحتمل أن نتوقع انبعاث أو امتصاص أشعة عندها : تلك هى الترددات التى يحدث عندها الرنين فى النظام . تبعاً لذلك ، فإن ترددات الانتقال $\omega_{n'n''}$ تحدد أماكن مستويات الطاقة ، فيما عدا ثابتاً إضافياً عاماً والذى يمكننا تثبيته بإعطاء طاقة مناسبة للمستوى الأرضى . (فى مثالنا تم اختيار « قاع البئر » كنقطة الصفر) .

من الممكن الآن أن نقترح برنامجاً طموحاً : تحل معادلات شرودينجر بعد تعميمها لكى نستخدم فى حالة مجموعة من الجسيمات العديدة) لكل الحالات ذات الأهمية الفيزيائية المتوقع أن تعطى لها نظرية شرودينجر تقريباً مناسباً . وعلى وجه الخصوص فيجب علينا البحث عن الحلول المستقرة التى يمكن معايرتها للوحدة : بذلك نحصل على تلك الحلول للحالات المستقرة ومستويات الطاقة المناظرة . وغنى عن القول بأن هذا البرنامج العظيم بعيداً جداً عن التحقيق إذ أن قدراتنا الرياضية غير كافية كلية لحل معادلة شرودينجر بالضبط فى حالات المجموعات المعقدة ، وعلى الرغم من ذلك فيمكننا التعامل مع الأنظمة السهلة بصورة جيدة .

٩ – بالتأمل فى البرنامج المذكور بعاليه يمكننا التساؤل عما إذا كان فعلا يعطينا مانبغيه حقيقة . وكما تدارسنا بإمعان فى الفصل الثالث فإن الحالات المستقرة ، على وجه التدقيق ، ليست مستقرة بمعنى الكلمة ومع ذلك فلقد أدت نظريتنا عن حركة الجسيم داخل الصندوق ، إلى وجود حالات مستقرة تماماً . وقد يؤدى البرنامج الذى رسمنا إطاره أيضاً إلى حالات مستقرة تماماً ، مما يتعارض مع حقائق مشاهدة ومعروفة . ويدلنا ذلك

على وجود قصور واضح فى معادلة شرودينجر : أنها لاتصف الانتقالات الإشعاعية . أى أن معادلة شرودينجر ليست بالنظرية الكاملة : شيء ما قد تم نسيانه فى هذا الصدد . تشابه نظرية شرودينجر نظرية كلاسيكية يؤخذ فيها فى الاعتبار كل التفاعلات الكهرستاتيكية المتبادلة بين الألكترونات والنواة ، لكن يهمل فيها إشعاع الموجات الكهرمغناطيسية من الجسيمات المتحركة . يمكننا على الرغم من ذلك أن نأمل بأن تقدم نظرية شرودينجر تقريباً مناسباً فى الفيزياء الذرية والجزيئية . ويمكننا إذن توقع بأن الحالة مستقرة تتنبأ بها معادلة شرودينجر ستناظر حالة مستقرة تقريباً فى النظرية «الحقيقية» ، وبأن «الطاقة المتوسطة» للحالة الأخيرة ستكون قريبة جداً من الطاقة المحددة التى تتنبأ بها معادلة شرودينجر .

١٠ – دعنا نصف بعض المصطلحات الشائعة الاستخدام وذلك قبل أن نمضى فى دراستنا . معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن (٤ ب) هى نمط للمعادلات التى يجب أخذها فى الاعتبار عند رغبتنا فى إيجاد مستويات الطاقة لمجموعة أو نظام . دعنا نكتب هذه المعادلة على الشكل الرمزى :

$$H\varphi(x) = E\varphi(x) \qquad (\text{١٠ أ})$$

حيث H ترمز إلى العامل التفاضلى

$$H \equiv -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) \qquad (\text{١٠ ب})$$

نرغب فى إيجاد الحلول $\varphi(x)$ للمعادلة التفاضلية (١٠ أ) . سيكون لهذه المعادلة دائماً حلول ، لأى قيمة للطاقة E ، ولكن سوف لاتكون كل هذه الحلول مقبولة فيزيائياً . ويجب إذن الأخذ فى الاعتبار بشروط القبول الفيزيائية ، وبالتحديد يجب أن تكون الدالة الموجية ذات مربع قابل للتربيع* ، وهذا الشرط أساسى للمسألة . إذا ما قمنا بذلك فسوف نجد أن E لايمكن أن تكون اختيارية . تلك القيم لـ E التى يكون عندها حل مقبول فيزيائياً للمعادلة (١٠ أ) تسمى بالقيم المميزة للعامل التفاضلى H . الدوال الموجية المناظرة بالدوال المميزة للعامل* .

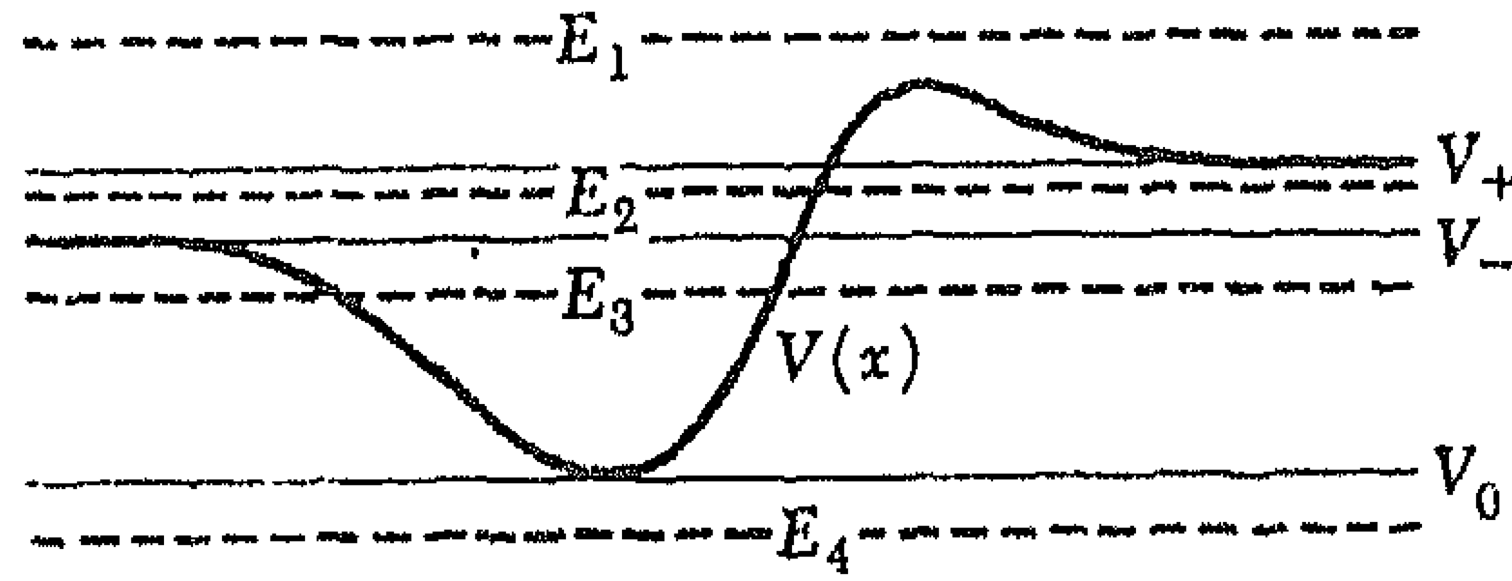
يمكننا الآن تفهم السبب الذى سمى شرودينجر من أجله أبحاثه بالتسمية « التكميم كمسألة قيمة مميزة » .

١١ – المسألة التى تحدد فيها حركة جسيم داخل بئر جهدية ذات حوائط غير متناهية الارتفاع ليست واقعية إلى حد ما . دعنا الآن نتدارس مسألة القيمة المميزة ذات البعد الواحد بطريقة أكثر عمومية . دعنا نفترض بأن الجهد $V(x)$ لايكون غير متناهى الارتفاع فى أى مكان ، ولكن بالأحرى من النوع المبين فى شكل ١١ أ .

---

* فى حالة « بئر جهد » ذات حوائط متناهية الارتفاع يؤدى هذا الشرط إلى الشرط بأن تتلاشى الدالة الموجية خارج البئر ، كما تتلاشى أيضاً عند الحد الفاصل ، كمثل ما توصلنا إليه فى البند ٢٦ ، من الباب السابع .

* الكلمات "eigenvalue" و "eigenfuction" عبارة عن تهجين ألمانى–انجليزى أصبح قائماً برسوخ فى علم الفيزياء . الاصطلاحات الألمانية المقابلة هى "Eigenwert" و "Eigenfunktion" على الترتيب .



شكل ١١ (أ) نوع معين من دالة جهد ، التى تتناهى إلى القيم الثابتة V_+ و V_- عند تناهى x إلى $+\infty$ أو $-\infty$. سوف ندرس طبيعة الحلول لمعادلة شرودينجر بالنسبة لقيم مختلفة للطاقة الكلية E . ترمز الخطوط الأفقية المتقطعة إلى أربع طاقات ممثلة لحالات الممكن حدوثها .

نفترض بأن دالة الجهد تتجه إلى القيمة الثابتة V_+ مع اتجاه x إلى $+\infty$ ، وبأنها تتجه إلى القيمة الثابتة V_- مع اتجاه x إلى $-\infty$. نرمز إلى نهاية الجهد الصغرى بالرمز V_0 . هذا الجهد المعين هو بالطبع حالة خاصة ، ولكن من المفيد جدا تدارس هذه الحالة الخاصة . تفترض أيضاً بأن $V_+ \geqq V_-$.

سوف ندرس طبيعة الحلول لمعادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن (٤ ب) بالنسبة للجهد $V(x)$. دعنا نكتب هذه المعادلة على الصورة

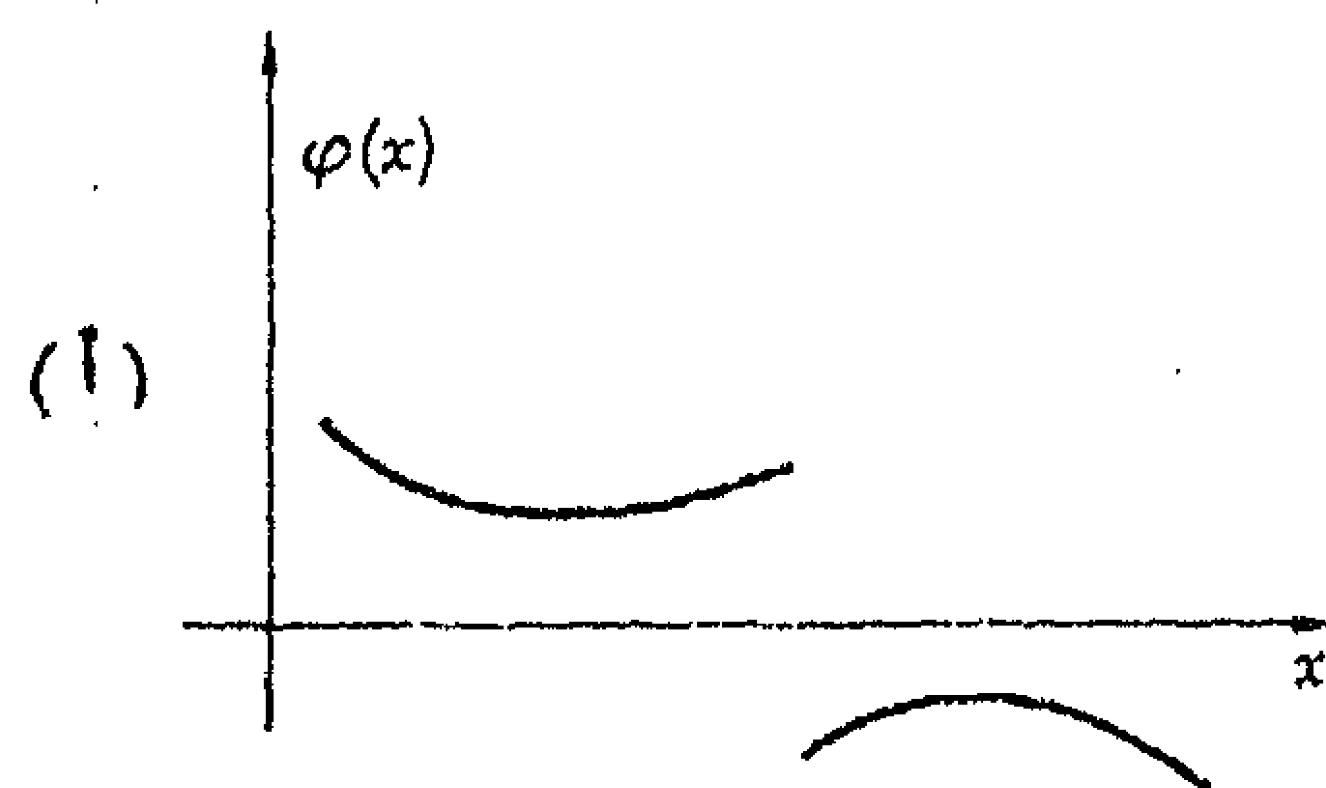
$$\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x) = -\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)[E - V(x)]\varphi(x) \qquad (١١ \text{ أ})$$

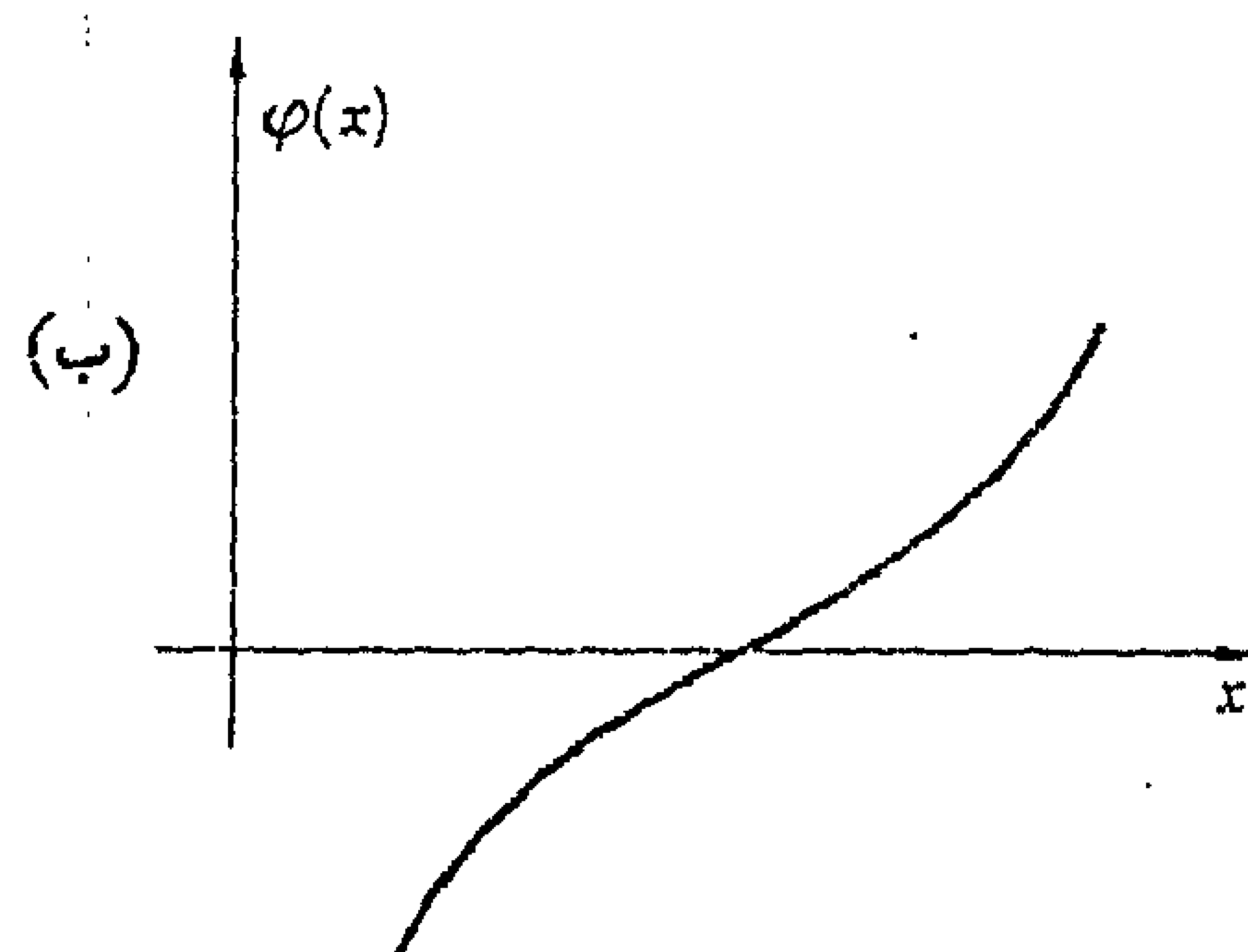
ندرس هذه المعادلة لقيم مختلفة من بارامتر الطاقة E : بمعنى فى حالة $E \leqq V_0$ ، حالة $V_- \geqq E > V_0$ ، حالة $V_+ \geqq E > V_-$ ، وحالة $E > V_+$. يجب أن نفهم جيداً بأن المعادلة التفاضلية (١١ أ) لها حلول بالنسبة لكل قيم E ، ولكن تلك الحلول لن تكون بصفة عامة كلها مقبولة فيزيائياً .

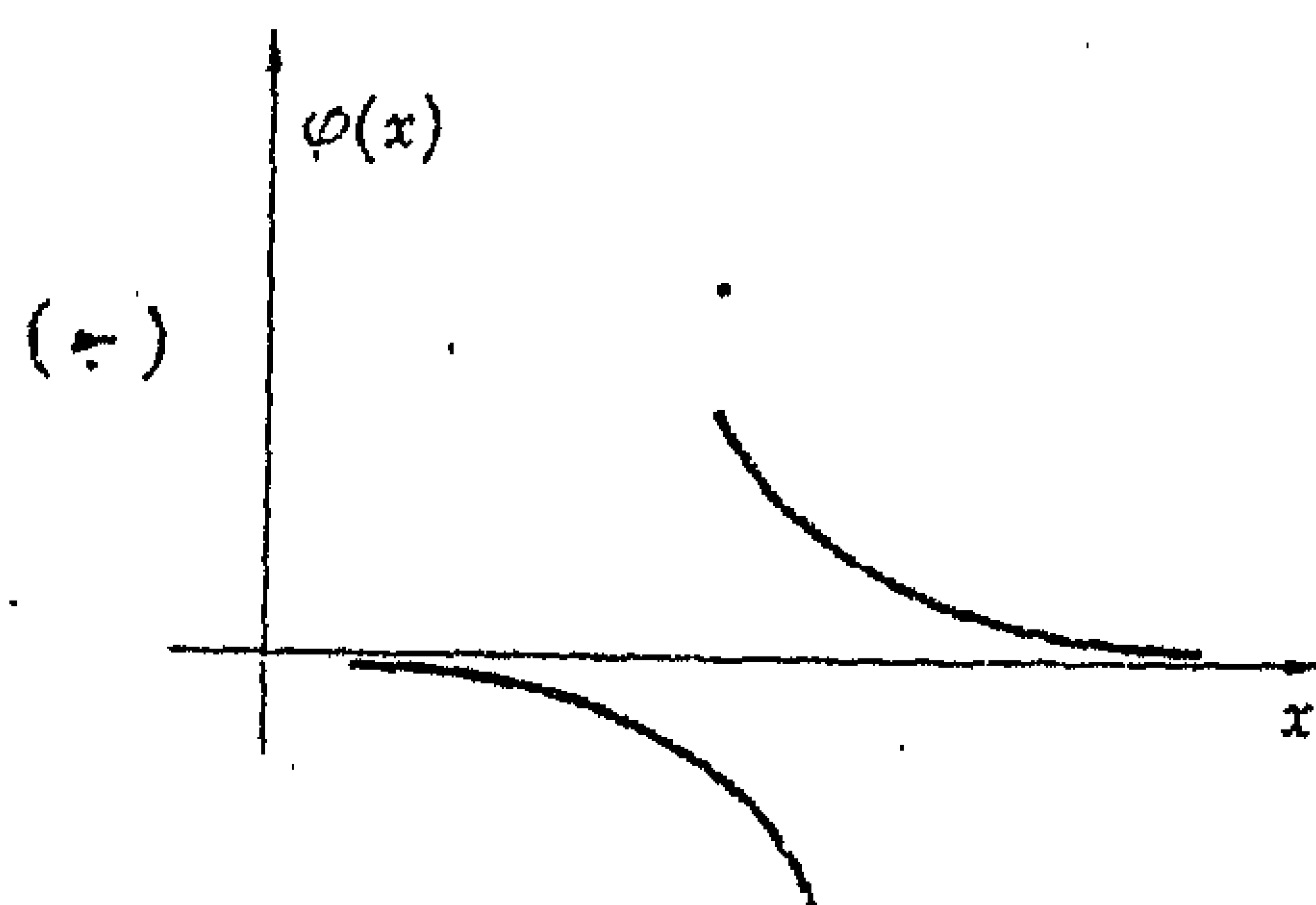
يمثل التمثيل البيانى للدالة الموجية المركبة (بصفة عامة) بعض المشاكل . أحد الاحتمالات هو رسم القيمة المطلقة للدالة الموجية . احتمال آخر هو أخذ الحلول الحقيقية للمعادلة (١١ أ) فى الاعتبار . نلاحظ بأنه إذا ما كانت $\varphi(x)$ حل (مركب) من حلول (١١ أ) فتكون أيضاً $\varphi^*(x)$ كذلك ، وذلك لأن كلا من E و $V(x)$ حقيقى . الجزء الحقيقى $[\varphi(x) + \varphi^*(x)]/2$ ، والجزء التخيلى $[\varphi(x) - \varphi^*(x)]/2$ ، من الحل $\varphi(x)$ هما أيضاً حلول للمعادلة ، ومن الممكن أن نتخيل بأننا نرسم تلك الدوال الحقيقية .

١٢ — دعنا نتدارس أولا السلوك المحلى للحلول الحقيقية فى منطقة ما يكون خلالها $[E - V(x)] > 0$. بالتمعن فى معادلة شرودينجر (١١ أ) نلاحظ بأنه فى مثل هذه المنطقة يكون للتفاضل الثانى للدالة الموجية نفس الإشارة الجبرية للدالة الموجية يترتب على ذلك ، فى حالة تلاشى الداله الموجية فى فترة ، أن الداله الموجية تتحدب فى اتجاه المحور السينى ، كما هو مبين بالقطعتين المرسومتين فى شكل ١٢ أ . إذا ماقطعت الدالة المحور السينى فإنها ستتزايد مبتعدة عن المحور على كلا الجانبين من الصفر ، كما هو مبين فى شكل ١٢ ب . من المحتمل أيضاً أن تتجه الدالة إلى المحور السينى تقاربياً إما من جهة اليسار ، أو من جهة اليمين ، كما هو مبين بواسطة القطعتين المرسومتين فى شكل (١٢ جـ) .

نستخلص من ذلك أنه إذا ما كانت $E < V(x)$ لكل قيم x ، فإن حلول المعادلة (١١ أ) لايمكن قبولها فيزيائياً ، وذلك لأن القيمة المطلقة للدالة الموجية تتزايد بدون حدود أما من جهة اليسار أو من جهة اليمين ، أو يحتمل من الجهتين . بالإشارة إلى شكل ١١ أ نستنتج بأن النظام الفيزيائى لايمكن أن يكون ذا طاقة E أقل من V_0 .



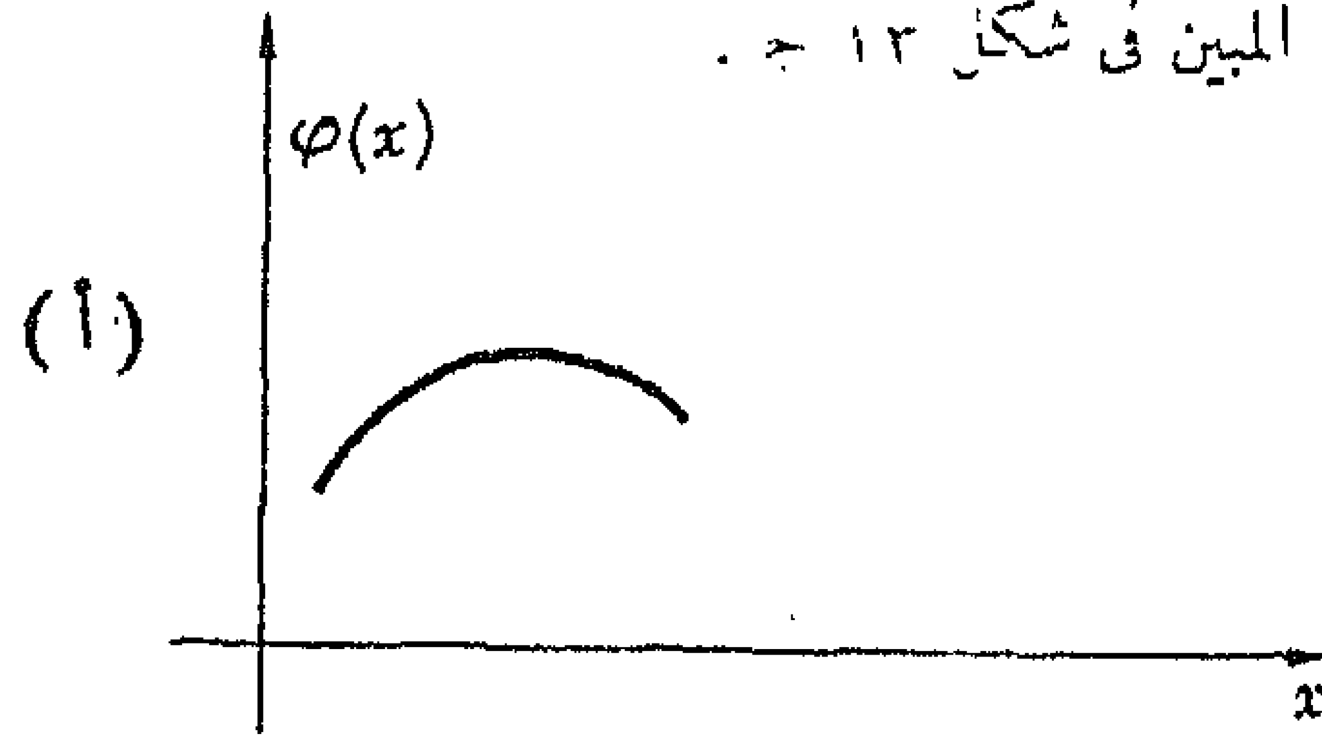


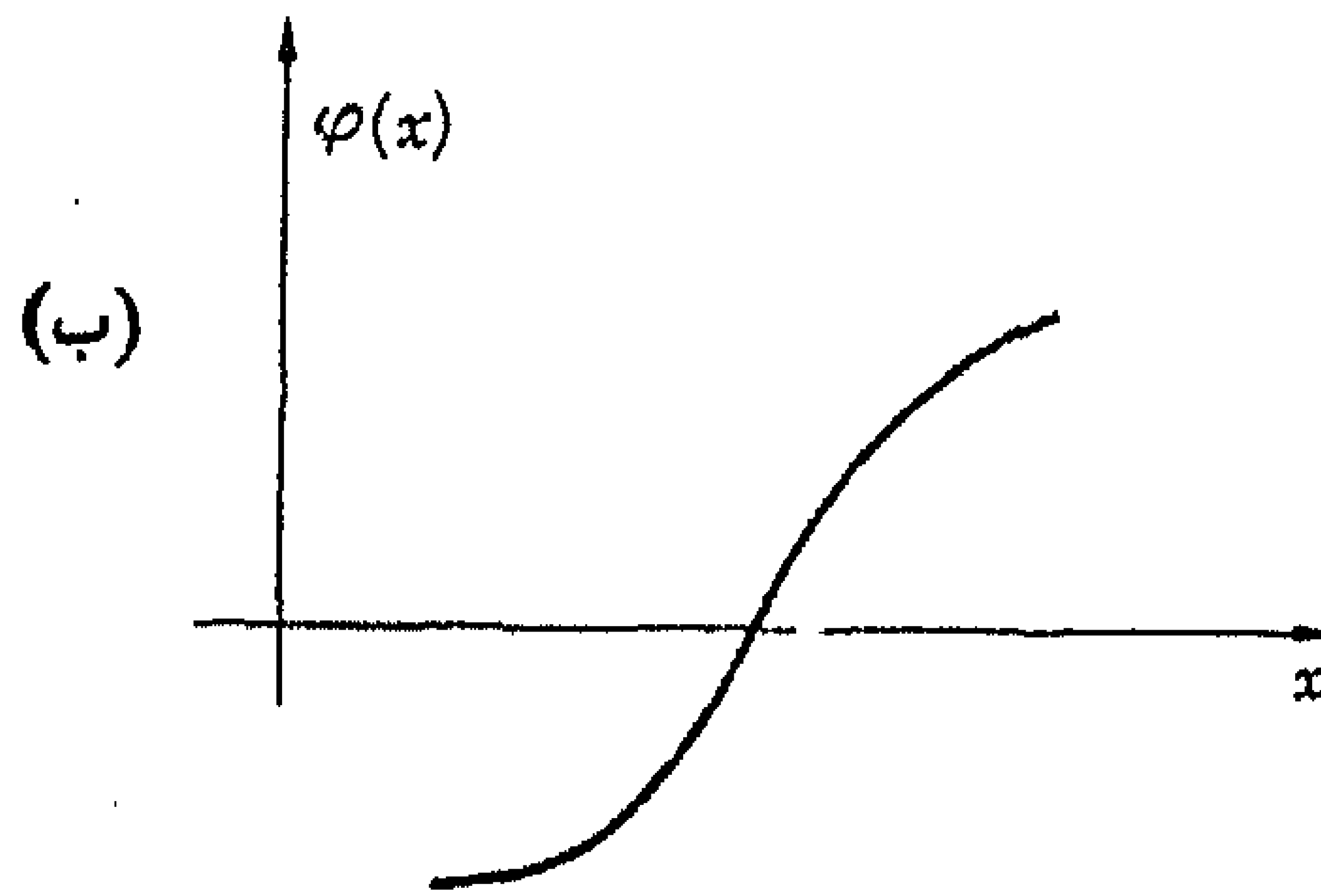


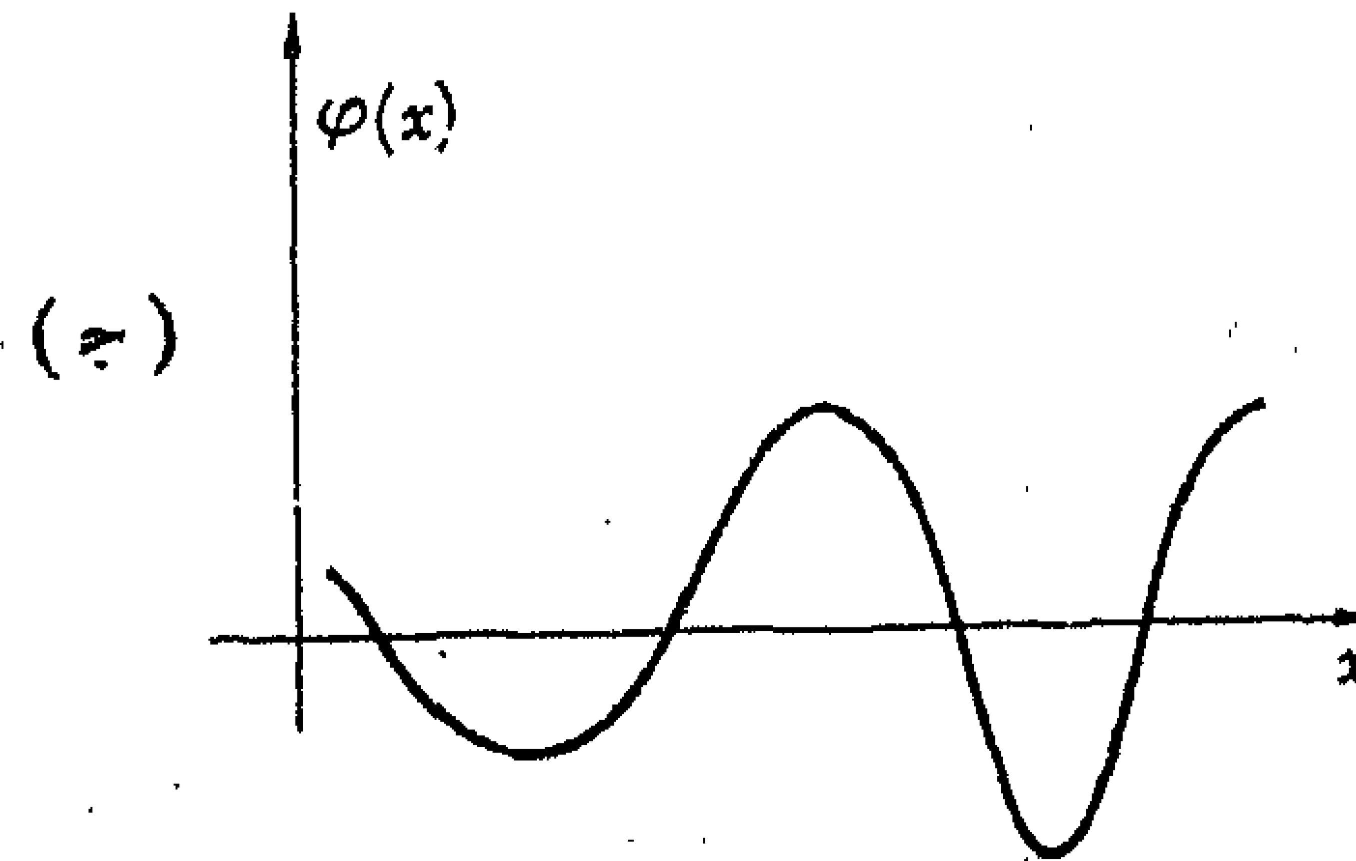
شكل ١٢ أ ، ب ، جـ : القطع المبينة فى الشكل بأعلاه توضح السلوك المحلى للدالة الموجية (الحقيقية) فى منطقة يكون فيها $E < V(x)$. فى مثل هذه المنطقة تكون إشارة التفاضل الثانى الجبرية من نفس نوع إشارة الدالة الموجية .

۱۳ – نتدارس فيما يلى سلوك الدالة الموجية فى منطقة ما يكون خلالها $0 < [E - V(x)]$ فى هذه الحالة تكون الأشارة الجبرية للتفاضل الثانى للدالة الموجية عكس إشارة الدالة الموجية نفسها . يترتب على ذلك أنه فى منطقة ما لا تتلاشى فيها الدالة الموجية يتحتم عليها التحدب بعيدا عن المحور السينى . يوضح ذلك بواسطة القطعتين المبينتين فى شكل ۱۳ أ . إذا ما حدث وقطعت الدالة الموجية المحور السينى فإنها ستنحرف فى اتجاه المحور السينى على جانبى نقطة تقاطعهما مع المحور ، بعيداً عن المماس للمنحنى عند نقطة الصفر . يوضح هذا السلوك فى شكل ۱۳ ب ، والذى يجب مقارنته مع شكل ۱۲ ب .

من المحتمل أن يقطع قطاع أطول من المنحنى الممثل للدالة الموجية المحور السينى عدة مرات ، فى هذه الحالة نحصل على السلوك « المتذبذب » المبين فى شكل ۱۳ جـ .





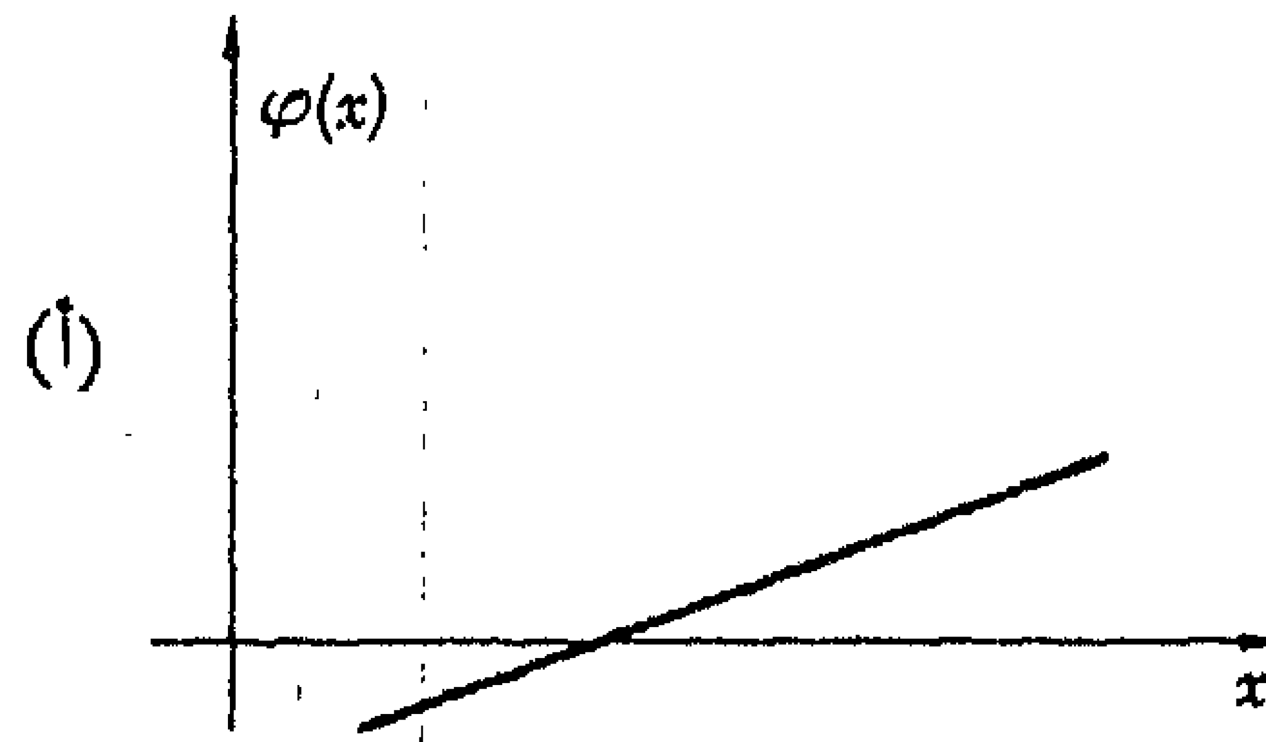


الأشكال ۱۳ أ ، ب ، جـ . القطاعات المبينة بالأشكال بعاليه توضح السلوك المحلى للداله الموجيه (الحقيقيه) فى المنطقه التى يكون خلالها $E > V(x)$. فى مثل هذه المنطقه تكون الإشارة الجبريه للتفاضل الثانى للداله الموجيه مختلفة عن إشارة الداله الموجية نفسها . يجب على القارىء أن يقارن بدقة بين الأشكال بعاليه وبين الأشكال ۱۲ أ ، ب ، جـ .

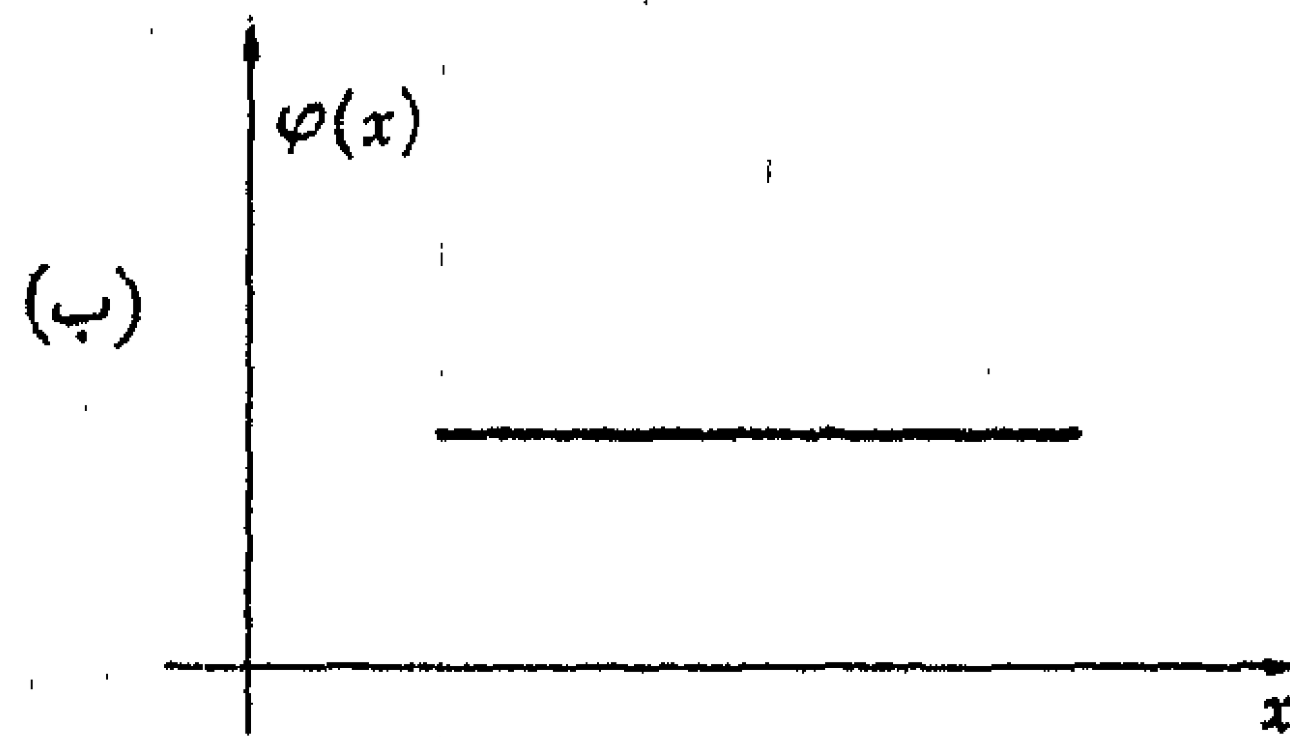
١٤ – نتدارس أخيراً الحالة التى يكون فيها $[E - V(x)] = 0$ عبر منطقة ما . (هذا الموقف الخاص جداً من الممكن أن ينشأ فقط إذا ما كانت دالة الجهد $V(x)$ ثابتة خلال المنطقة) . تفاضل الدالة الموجية الثانى يجب أن يساوى صفراً ، ويترتب على ذلك بأن تفاضلها الأول يجب أن يكون ثابتاً . المنحنى الذى يمثل الدالة الموجية فى هذه الحالة عبارة عن خط مستقيم ، وتوضح ذلك القطاعات المبينة فى الشكلين ١٤ أ ، ب .

دعنا ننوه هنا أنه بالنسبة لجهد من النوع المبين فى شكل ١١ أ لايمكن لدالة موجية لها مضمون فيزيائى أن تتلاشى مع تلاشى تفاضلها الأول عند نفس النقطة ، ذلك أنه إذا ما حدث ذلك فيجب أن تتلاشى الدالة الموجية فى كل مكان . هذه العبارة تمثل نظرية من نظريات المعادلات التفاضلية العادية . لهذا السبب نجد أن قطاعات المنحنى المبينة فى الأشكال ١٢ أ ، ب ، جـ ، ١٣ أ ، ب ، جـ و ١٤ أ ، ب ، **لاتتلامس** مع المحور السينى ، على الرغم من إمكانية تقاطعها مع المحور ، أو اقترابها من المحور تقاربياً .

(أ)



(ب)



شكل ١٤ أ ، ب . يوضح القطاعان المبينان بالشكلين بعاليه السلوك المحلى للدالة الموجية (الحقيقية) فى منطقة يكون خلالها $E = V(x)$. هذه الحالة خاصة جداً يمكن حدوثها فقط إذا ما كان الجهد ثابتاً فى المنطقة . يتلاشى التفاضل الثانى للدالة الموجية ، وتمثل الدالة الموجية بواسطة خط مستقيم .

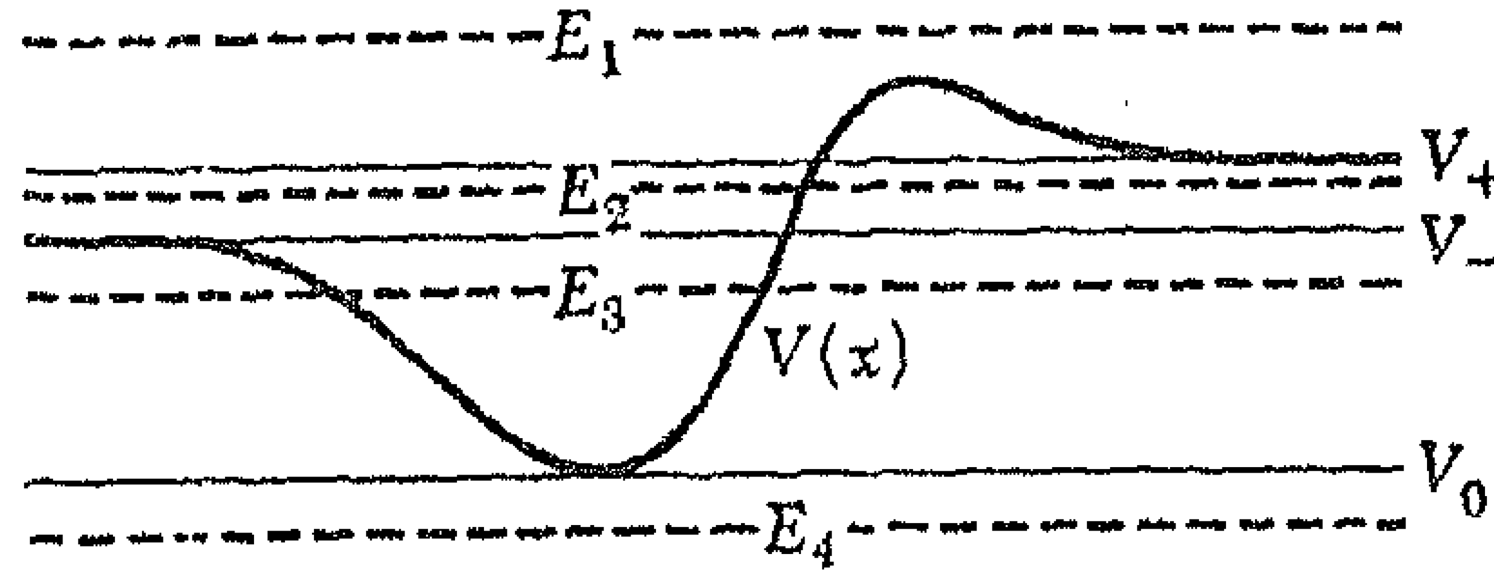
١٥ — دعنا نستغل معلوماتنا عن السلوك المحلى للدالة الموجية فى تدارس سلوكها الشامل ، لكل قيم x ، عندما تكون دالة الجهد كالمبينة فى شكل ١١ أ . يجب علينا الآن أن نطبق الشروط التى يجب أن تحققها الدول الموجية ذات المضمون الفيزيائى ، وذلك على حلول المعادلة التفاضلية (١١ أ) .

بالإشارة إلى شكل ١١ أ نتدارس أولا الحالة التى تكون فيها الطاقة E محققة الشرط $E > V_+$. مثل هذه الطاقة E_1 تمثل بالخط المتقطع والمرموز إليه بالرمز E_1 فى الشكل . هذه حالة خاصة إلى حد ما لأن لدينا $0 < [E—V(x)]$ بالنسبة لكل قيم x . الحلول تذبذبية فى كل مكان ، وعلى وجه الخصوص عند $\infty +$ و $\infty —$ الحلول أيضاً تذبذبية عند $\infty +$ و $\infty -$ فى الحالة التى تكون فيها الطاقة E أقل من القيمة القصوى للجهد $V(x)$ ، إذا ما كانت $E > V_+$: فى هذه الحالة يكون لدينا مسألة اختراق حاجز . يمكننا إذن الحصول على حلين غير مرتبين خطياً ، ومتذبذبين عند مالا نهاية ، لكل $E > V_+$ ، وتصف تلك الحلول جسيمات (أو موجات) متحركة . لقد تدارسنا تلك الحلول بالفعل ، مع معانيها الفيزيائية ، وذلك فى الفصل السابع . ولن يكون الحل بالنسبة لقيمة ثابتة للطاقة E معايرا للواحد الصحيح . لكننا يمكننا تكوين حلول معايرة على صورة تراكب (مستمر) من حلول موجية متحركة اتفقنا ، فى البند ٥أ ، من الفصل السابع ، على تسمية الحلول المناظرة لقيمة محددة من الطاقة E بالمسمى دوال موجية **معتلة** ، ولدينا إذن بالنسبة لأى $E > V_+$ دالتان موجيتان معتلتان وغير مرتبطتين خطياً . تلك الدوال الموجية ، أو بالأحرى الباقات الموجية التى يمكن تكوينها منها ، من الممكن أن تصف ، مثلا جسيما ساقطاً من جهة اليسار من الحاجز . هذا الجسيم ينعكس جزئياً فى اتجاه اليسار ، وينفذ جزئياً متعدياً الحاجز إلى جهة اليمين . بالمثل من الممكن أن يكون الجسيم ساقطاً من جهة اليمين .

١٦ — افترض فيما يلى أن $V_+ > E > V_-$. فى هذه الحالة يكون لدينا منطقة جهة اليمين يكون فيها $0 < [E–V(x)]$ ، ومنطقة جهة اليسار يكون فيها $0 < [E–V(x)]$. هذه المسألة من نفس النوع الذى تدارسناه فى البندين ٢١ — ٢٥ ، من الفصل السابع . فى هذه الحالة يكون لدينا فقط حل واحد مقبول فيزيائياً وذلك من الحلين غير المرتبطين خطياً فى المنطقة اليمنى ، بالتحديد فهو الحل الذى يتجه إلى الصفر عند اتجاه x إلى $\infty +$ (ذلك يناظر القطاع الذى على اليمين من الشكل ١٢ ج) . هذا الحل ، عند تكملته جهة اليسار ، يكون له سلوك ترددى فى المنطقة التى فيها $0 < [\ E — V(x)\ ]$. (الدالة الموجية ، وتفاضلها الأول ، يكونان بالطبع ، مستمرين فى كل مكان ، وإلا لاتناظر الدالة الموجية حلا **شاملا** لمعادلة شرودينجر) . وبالنسبة لكل E مثل $V_+ > E > V_-$ يكون لدينا دالة موجية (معتلة) واحدة ، تصف انعكاس الجسيم الساقط من جهة اليسار بواسطة تل الجهد ، مثلما كان الحال فى المسألة المتدارسة فى الفصل السابع .

١٧ — دعنا نتدارس فيما يلى الحالة التى يكون فيها $V_- > E > V_0$. مثال ذلك هو حالة الطاقة E_3 ، الممثلة فى شكل ١١ أ بالخط المتقطع والمرموز إليه بالرمز E_3 . فى هذه الحالة يكون لدينا منطقة جهة اليسار ومنطقة أخرى جهة اليمين يتحقق فيهما الوضع $0 > [\ E - V(x)\ ]$ ، وكذلك منطقة فى الوسط يتحقق فيها الوضع $0 < [\ E - V(x)\ ]$. نقطتا الحدود الفاصلة بين تلك المناطق الثلاث هما **نقطتا الرجوع الكلاسيكية (التقليدية)** : سوف نرمز لهما بواسطة x_1 و x_2 .

إلى اليسار من x_1 يجب أن تتجه الدالة الموجية تقاربياً إلى المحور السينى ، ويجب أن يكون السلوك كما هو موضح بالقطاع الأيسر فى شكل ١٢ جـ (فيما عدا الإشارة الجبرية للدالة الموجية ، والتى يمكن تجاهلها) .



من أجل راحة القارئ، نعرض شكل ١١ أ مرة أخرى . تتجه دالة الجهد إلى القيمتين الثابتتين V_+ و V_- عندما يتجه x إلى $\infty +$ أو $\infty -$ توضح الخطوط الأفقية المتقطعة أربع قيم أربع قيم للطاقة E ممثلة للحالات الممكن حدوثها .

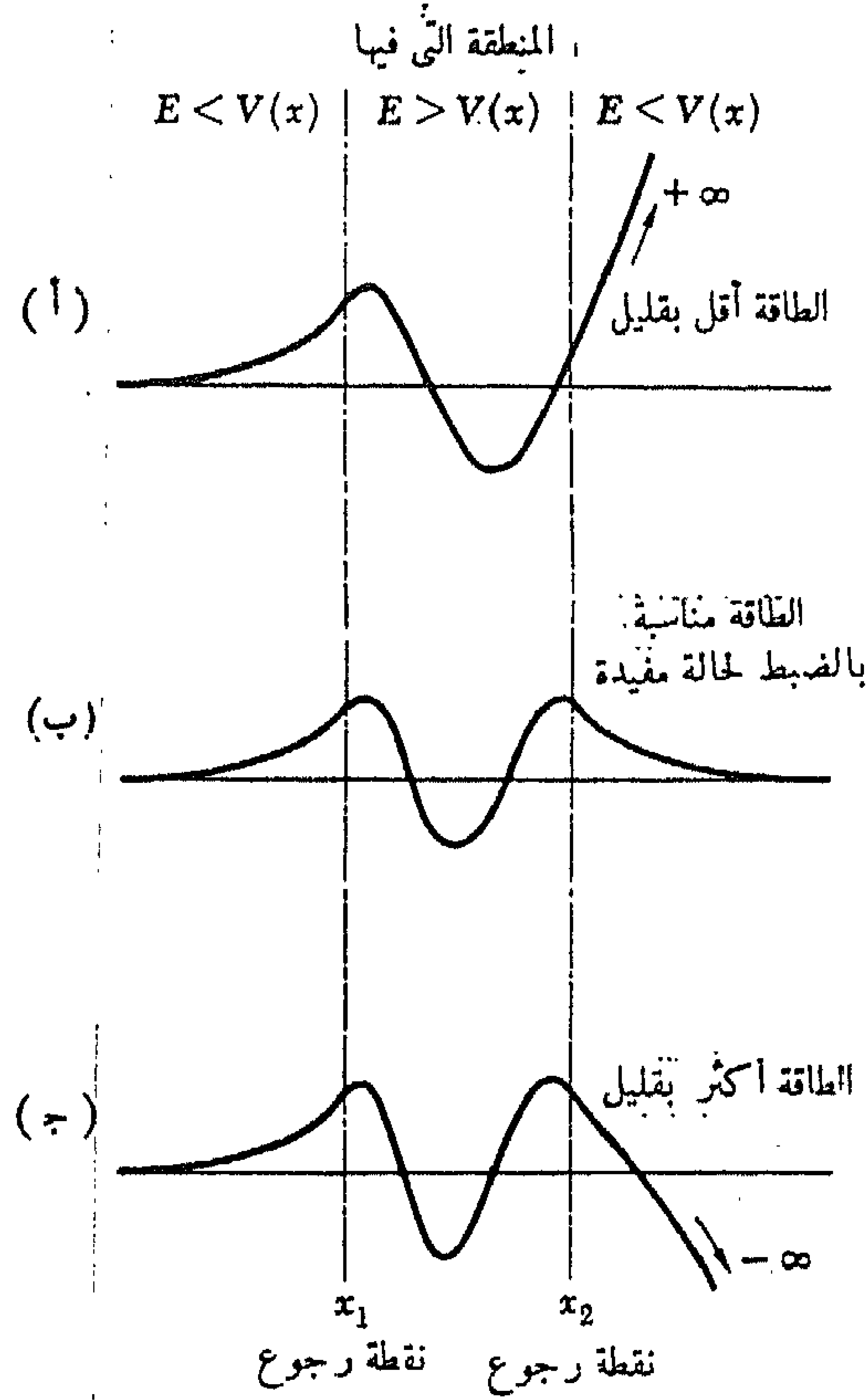
إذا لم تسلك الدالة الموجية بهذه الطريقة سوف تتزايد كلما اتجهت x إلى $\infty -$ ، ودالة موجية متزايدة باستمرار لا يمكن تقبلها فيزيائاً . إلى اليمين من x_2 يجب أن تسلك الدالة نفس سلوك القطاع الأيمن فى الشكل ١٢ جـ . تبدى الدالة الموجية سلوكاً تذبذبياً فى المنطقة الوسطى بين x_1 و x_2 ، ويكون لدينا فى هذه المنطقة حلان غير مرتبطين خطياً ومقبولين فيزيائياً . المشكلة الآن هى « مطابقة » تلك الأنواع المختلفة من الحلول بحيث نحصل على دالة موجية مقبولة فيزيائياً تكون مستمرة فى كل مكان ويكون لها أيضاً تفاضل أول مستمر فى كل مكان . * **بالنسبة لقيمة اختيارية للطاقة E لايمكن القيام بذلك : حل مقبول فيزيائياً (الذى يكون مكامل التربيع) يمكن الحصول عليه فقط فى حالة قيم متفرقة ومحددة من الطاقة E . كل واحدة من تلك الطاقات يناظرها حالة مستقرة مقيدة للنظام .**

١٨ – يمكن فهم هذه الظاهرة مباشرة بمساعدة الأشكال ١٨ أ ، ب ، جـ افترض بأننا نختار طاقة اختيارية E بحيث يكون $V_0 < E < V_-$. نحقق الشروط الفيزيائية « جهة اليسار » باختيارنا حلا يتجه تقاربياً إلى المحور السينى كلما اتجه x إلى $\infty -$. يجب مطابقة هذا الحل عند نقطة الرجوع x_1 مع الحل المتذبذب فى المنطقة بين x_1 و x_2 بما أن كلا من الدالة الموجية وتفاضلها الأول يجب أن يكون مستمراً فإننا نحصل على حل فريد فى هذه المنطقة . هذا الحل يجب أن يطابق مع الحل فى يمين x_2 ، ونحصل مرة أخرى على حل فريد فى يمين x_2 . سوف لايظهر هذا الحل تصرف القطاع الأيمن من شكل ١٢ جـ إلا إذا كانت الطاقة مناسبة بالضبط ، لكن لابد من ذلك فإنه سوف يتزايد بعيداً عن المحور السينى الأمر الذى يؤدى إلى عدم قبول الحل ، بصفة عامة ، فيزيائياً . الشرط أن تناقص الدالة الموجية جهة اليسار ، وتناقصها جهة اليمين أيضاً ، يكونان بصفة عامة غير متوافقين ، إلا إذا اتبوأت E إحدى قيم مجموعة القيم المتفرقة . يجب أن تكون تلك القيم أكبر من V_0 . لقد استخلصنا بالفعل عدم إمكانية وجود حل مقبول فيزيائياً فى حالة $E < V_0$.

بالنسبة لمسألة الجهد المبينة فى شكل ١١ أ يتكون تخطيط الحدود إذن من مجموعة (الأمكانية فارغة) من المستويات المتفرقة بين V_0 و V_- ، ومن منطقة متصلة أو مستمرة أعلى من الطاقة V_- .

---

* بالطبع تتم المطابقة أوتوماتيكياً إذا ما وجدنا الحل الشامل للمعادلة الموجية .



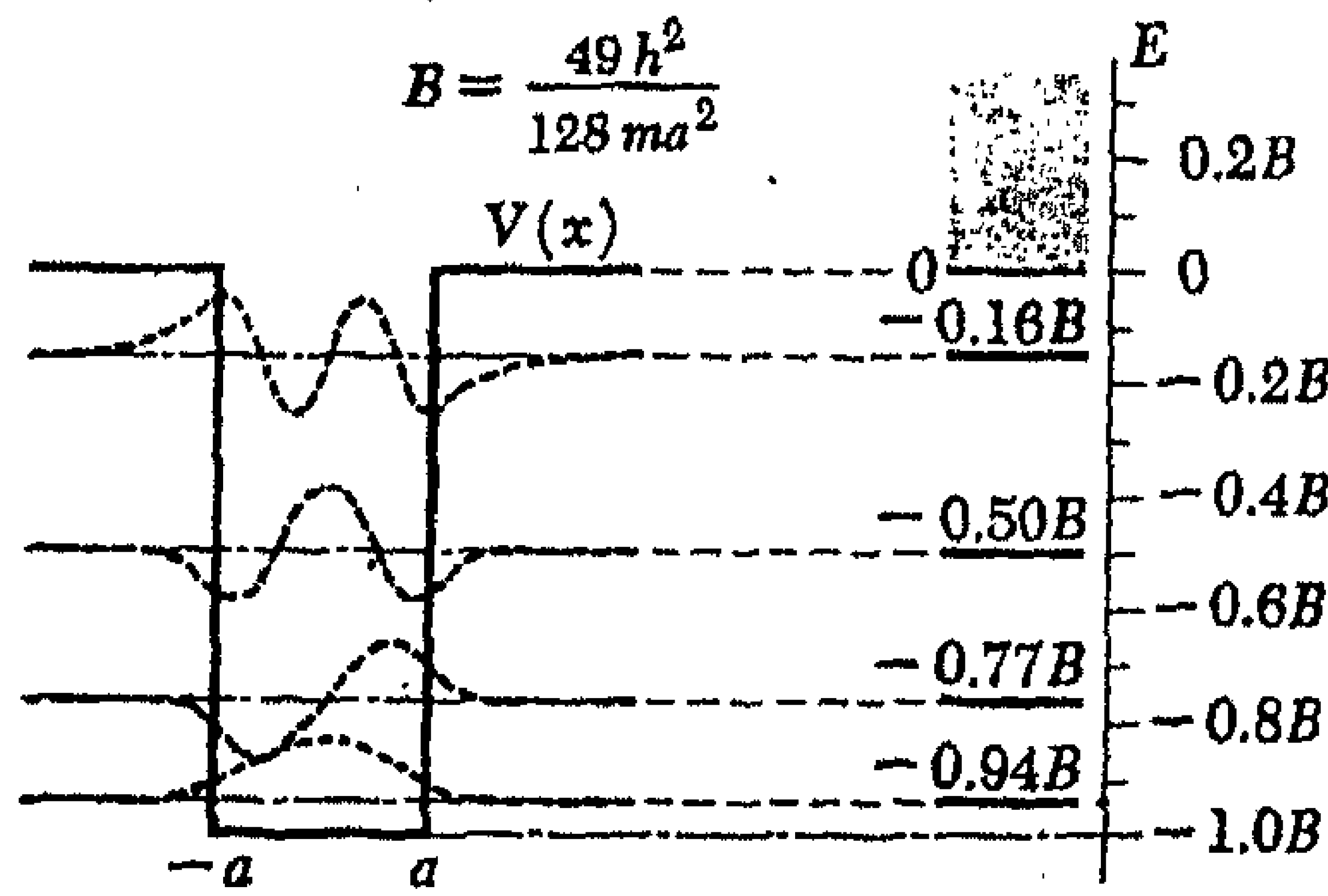
**الأشكال ١٨ أ ، ب ، جـ . تمثيل تخطيطى لسلوك حلول معادلة شرودينجر التى تؤول إلى الصفر تقاربياً عندما تؤول x إلى $-\infty$. تمثل المنحنيات الثلاثة حلولا بالنسبة لثلاث طاقات مختلفة . إذا لم تكن قيمة بارامتر الطاقة « مناسبة بالضبط » ، فإن الحل سيتباعد إلى $+\infty$ أو $-\infty$ عند اتجاه x إلى $+\infty$. الحلول غير المقيدة للمعادلة التفاضلية ليست مقبولة فيزيائياً : أى أنها ليست حلولا لمسألة شرودينجر . وفرة الطاقة « مناسبة بالضبط » للمنحنى (ب) : فالدالة الموجية تؤول إلى الصفر تقاربياً عندما تؤول x إلى $+\infty$. يمثل هذا المنحنى الدالة الموجية لحالة مقيدة .

١٩ – يبين شكل ١٩ أ مسألة ذات بعد واحد من النوع الذى تم تدارسه فى التو ، والتى تعتبر سهلة بالمقارنة فى التعامل معها تحليلياً . يكون لدينا فى هذه الحالة $V_- = V_+$ ، ودالة الجهد $V(x)$ تكون ثابتة قطعياً . تخطيط الحدود مبين على يمين الشكل ، ونلاحظ وجود أربع حالات مقيدة تحت المنطقة المتصلة . يبين الجزء الأيسر من الشكل الدوال الموجية المناظرة لتلك الحالات المقيدة . لاحظ بأن الدالة الموجية الأولى لها قيمة

قصوى واحدة (وبدون عقد) ، الدالة الموجية الثانية لها نقطتان قصوتان (وعقدة واحدة) ، والدالة الموجية الرابعة ، المناظرة لأعلى مستوى طاقى متفرق ، لها أربع نقط قصوى (وثلاث عقد) . بالنسبة لبئر جهد أعمق فسوف نحصل على عدد أكبر من الحالات المقيدة ، وفى الحالة القصوى ، وهى بئر غير متناهى العمق ، وهى المسألة التى نوقشت بالبند الرابع ، سيكون لدينا عدد لانهائى من الحالات المقيدة . ويجب مقارنة تمثيل الحدود فى الشكلين ٤ ب ، ١٩ أ : سنلاحظ أن مواقع المستويات الأربعة فى الحالة المقيدة الأولى متشابهة فى الحالتين ، على الرغم من عدم تطابقهما :

قد يرغب القارىء فى محاولة حل مسألة الحصول على الحالات المقيدة بالنسبة للحالة المبينة فى الشكل ١٩ أ وليس ذلك بالأمر العسير .

لقد تعلمنا الآن بأننا يمكننا على أساس من نظرية شرودينجر تفهم ، لماذا يكون لنظام ميكانيكى كمى حالات مقيدة ، ولماذا يكون هناك بصفة عامة منطقة متصلة من الطاقات الممكنة بعد حد معين . بداية المنطقة المتصلة هى ببساطة الطاقة التى يتفكك النظام عند طاقة أعلى منها ، الأمر الذى يعنى فى مثالنا البسيط بأن الجسيم يمكن أن يتصرف مثل باقة موجية منتشرة بعيدا جداً عن « المنطقة المركزية » .



شكل ١٩ أ حالة جسيم موجود فى بئر جهد بعمق B . هذا الشكل قائم على أساس مثال معطى فى

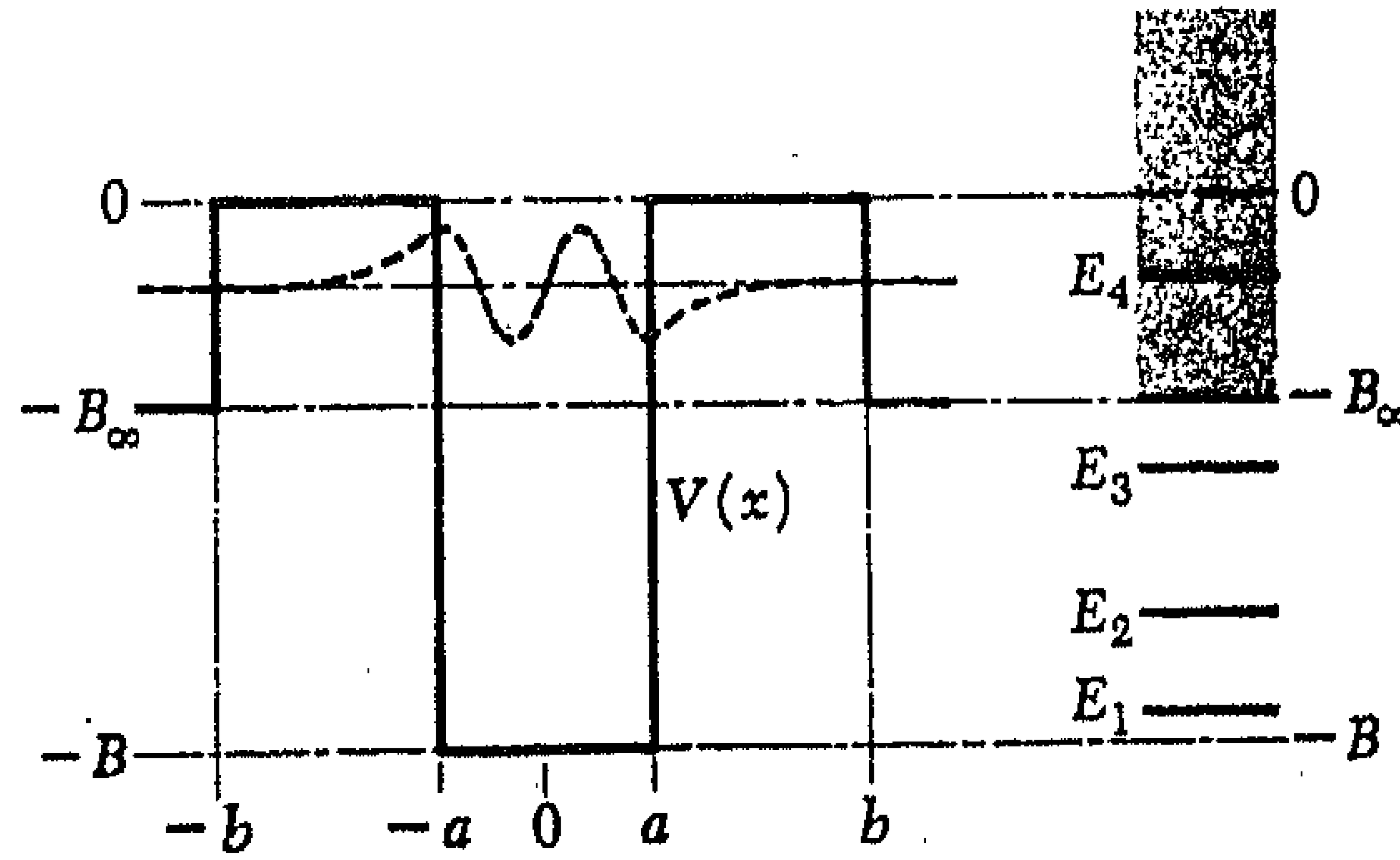
R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics*, p. 154 (McGraw-Hill Book Co., New York, 1959).

بئر الجهد موضحة على اليسار من الشكل ، وتخطيط الحدود على اليمين منه . يوجد أربع حالات مقيدة (أربعة مستويات طاقة منفصلة) . الدوال المميزة المناظرة لتلك الحالات موضحة على اليسار ، مركبة على المنحنى الخاص بدالة الجهد . تبدأ المنطقة المتصلة عند سطح البئر ، كما هو مبين بالتظليل الرصاصى على تخطيط الحدود .

٢٠ – دعنا نبين فيما يلى كيفية فهم الظاهرة التى صادفتنا بالبند ٣٨ ، الفصل الثالث ، وهى وجود مستويات طاقة أعلى من بداية المنطقة المتصلة . (أنظر تخطيط الحدود فى شكل ٣٨ أ ، الفصل الثالث) .

نأخذ فى الاعتبار مسألة الجهد ذات البعد الواحد المبينة فى شكل ٢٠ أ . تختلف هذه المسألة عن تلك المبينة فى شكل ١٩ أ فى أن الجهد لايبقى ثابتاً خارج البئر ، لكن يتناقص إلى القيمة $-B_{\infty}$ ، بطريقة سليمة ، عند مسافة ما من البئر . نفترض ثبات الجهد عند القيمة $-B_{\infty}$ خارج تلك السلمات .

تبعاً لنظريتنا فإن المنطقة المتصلة ستبدأ فى هذه الحالة عند الطاقة $-B_{\infty}$ كما هو مبين فى تخطيط الحدود على اليمين فى شكل ٢٠ أ . بالنسبة لقيم b ليست بالصغيرة جداً سيكون هناك ثلاث حالات مقيدة . تكون تلك المستويات من الطاقة E_1 ، E_2 ، E_3 قريبة جداً من المستويات الثلاثة الأولى فى تخطيط الحدود فى شكل ١٩ أ عندما يكون الثابت b كبيراً ، أى عندما يكون حاجزاً الجهد المبينان فى شكل ٢٠ أ سميكين جداً . دعنا نحصر اعتباراتنا إلى الحالة التى يكون فيها b كبيراً جداً . إذا ما كانت b لانهائية ، تصبح إذن المسألة المبينة فى شكل ٢٠ أ مماثلة للمسألة المبينة فى شكل ١٩ أ . ستبدأ المنطقة المتصلة فى هذه الحالة عند الطاقة صفر ، وتوجد الحالة المقيدة الرابعة عند الطاقة E_4 . بالنسبة لأى قيمة نهائية للثابت b ، مهما كانت هذه القيمة كبيرة ، يكون لدينا فقط بالتحديد ثلاث حالات مستقرة ، وتبدأ المنطقة المتصلة عند $-B_{\infty}$ لكن ، افترض بأن عرض البئر يبلغ قدراً من الأبعاد الذرية المعتادة ، أن عمقه من رتبة 10 eV ، أن الجسيم عبارة عن الكترون ، وأن b تكون أكبر من كيلو متر واحد . تحت تلك الظروف يصبح من الصعب رؤية كيفية اختلاف الوضع فى شكل ٢٠ أ عن الوضع فى شكل ١٩ أ . يدلنا فهمنا للمسألة على أن سلوك الجسيم بالقرب من البئر يجب أن يتشابه فى الحالتين ، وعلى ذلك فإننا نتوقع أن تظهر الحالة المرتبطة الرابعة فى تخطيط الحدود فى شكل ١٩ أ . بطريقة أو بأخرى فى مسألة الشكل ٢٠ أ أيضاً . سوف يظهر هذا التوقع بالفحص الرياضى الدقيق للموقف ، الأمر الذى لايمكن القيام به هنا . على الرغم من ذلك ، دعنا نحاول الإشارة إلى خط تحليل ممكن .



شكل ٢٠ أ . يوضح هذا الشكل تعديلا على الموقف المبين فى شكل ١٩ أ . تكون الدوال الجهدية متماثلة خلال الفترة (b + و b —) ، ولكن خارج هذه الفترة يتبوأ الجهد المبين بأعلاه قيمة ثابتة $-B_{\infty} < 0$. تبدأ المنطقة المتصلة إذن عند $-B_{\infty}$ فى الحالة الحالية ، ويكون هناك فقط بالتحديد ثلاث حالات مستقرة . على الرغم من ذلك ، إذا ما كانت b كبيرة جداً ، مناظرة لحاجز سميك جداً ، يوجد إذن حالة رابعة مستقرة تقريباً . هذا المستوى الافتراضى يميز بالرمز E_4 بعاليه . إنه يناظر المستوى المستقر الرابع فى شكل ١٩ أ .

٢١ – سنقارن سلوك دالة موجية شرودينجرية لحالة معينة $\psi(x, t)$ مع الزمن فى الحالتين . افترض بأنه عند زمن $t = 0$ تكون الدالة الموجية مماثلة للدالة المميزة الرابعة المبينة فى شكل (١٩ أ) ، مناظرة للمستوى الطاقى الرابع $E_4 \cong -0.16B$. بمعنى آخر ، يكون لدينا :

$$\psi(x,0) = \varphi_4(x) \qquad (٢١\ أ)$$

حيث الدالة الموجية $\varphi_4(x)$ هى الدالة الموجية الممثلة بالخط المنقط حول المستوى E_4 فى شكل ١٩ أ . نفس هذه الدالة الموجية مبينة أيضاً بواسطة الخط المنقط فى شكل ٢٠ أ . لاحظ أن هذه الدالة الموجية تؤول إلى الصفر سريعاً نوعاً ما خارج البئر .

بالنسبة للمسألة بالشكل ١٩ أ من السهل حل معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن (٣ ب) ، تحت الشروط الابتدائية المعطاة بواسطة (٢١ أ) . بما أن $\varphi_4(x)$ هى دالة مميزة لعامل شرودينجر التفاضلى فيصبح لدينا ببساطة :

$$\psi(x,t) = \varphi_4(x) \exp\left(-\frac{itE_4}{\hbar}\right) \qquad (٢١\ ب)$$

الأمر الذى يعبر عن الطبيعة المستقرة للدالة $\psi(x, t)$. فى استطاعتنا الآن الحصول على الاحتمال $P(t)$ بوجود الجسيم داخل البئر :

$$P(t) = \int_{-a}^{a} dx\, |\psi(x,t)|^2 = P(0) \qquad (٢١\ جـ)$$

وكما نرى ، فهذا الاحتمال لايعتمد على الزمن t ، وذلك يعكس ثانية الطبيعة المستقرة للدالة $\psi(x, t)$. لاحظ أن التكامل فى (٢١ جـ) يمتد على البئر فقط ، من ، من $-a$ إلى a .

٢٢ – إذا ما حاولنا الآن حل نفس المسألة بالنسبة للموقف المبين فى شكل ٢٠ أ ، بمعنى ، بنفس الشروط الابتدائية (٢١ أ) ، إذن لايكون الحل من نفس الشكل ٢١ ب ، على الرغم من استطاعتنا القول بأنه تقريباً من هذا الشكل . إذا ما وجدنا بالفعل الدالة الموجية المعتمدة على الزمن $\psi(x, t)$ والخاصة بالمسألة فى الشكل ٢٠ أ ، وبعد ذلك قمنا بحساب الاحتمال $P(t)$ بالعثور على الجسيم فى البئر فمن الممكن التوضيح بأن لدينا ، بدلا من (٢١ جـ) ، علاقة تقريبية على الصورة

$$P(t) = \int_{-a}^{a} dx\, |\psi(x,t)|^2 \cong P(0) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \qquad .(٢٢\ أ)$$

حيث T هو ثابت موجب . نؤكد هنا بأن العلاقة (٢٢ أ) هى علاقة تقريبية : صحيحة فقط بالنسبة لأزمنة t ليست « بالكبيرة جداً » . البرهان المفصل لهذه النتيجة سوف يأخذنا بعيداً جداً ، لكن سوف نحاول أن تبدو النتيجة مقنعة .

تفسير النتيجة (٢٢ أ) هو أنه إذا ما وضع الجسيم فى البئر عند زمن $t = 0$ ، وبطاقة مساوية تقريباً E_4 فى النهاية إذن سوف يتسرب الجسيم إلى خارج البئر . إذا ما كانت T كبيرة ، وهى الحالة عندما تكون b

كبيرة ، فسوف تستغرق عملية تسرب الجسيم إلى خارج البئر وقتاً طويلا ، ويكون لدينا إذن حالة مستقرة تقريباً . الزمن T هو العمر المتوسط للحالة . إذا ماتركنا b تؤول إلى مالانهاية ، فإن T سوف تؤول إلى مالا نهاية ، وسوف نحصل على حالة مستقرة بالتحديد ، كما هو الحال بالنسبة لمسألة الشكل ١٩ أ . إذا ماجعلنا b تؤول إلى a ، فإن T سوف تصغر فى القيمة ، وفى الحد عندما يصبح $a = b$ تفقد الحالة ذات الطاقة E_4 معناها لحالة شبه مستقرة .

فى ضوء هذه النتيجة نصبح محقين فى رسم المستوى الرابع للطاقة E_4 فى تخطيط الحدود لشكل ٢٠ أ ضمن المنطقة المتصلة : أنه يناظر حالة مستقرة بالتقريب . مثل هذه المستويات يطلق عليها فى أحيان كثيرة إسم **مستويات الطاقة الافتراضية** .

يمكن فهم النتيجة (٢٢ أ) بصورة كيفية كنتيجة لظاهرة اختراق الحاجز ، مثل الحالات التى تدارسناها فى الفصل السابع . جسيم محدد الحركة ، عند طاقة E_4 ، داخل بئر سوف يبقى إلى الأبد داخل البئر إذا ماتم تطبيق الميكانيكا الكلاسيكية على هذه المسألة . لكن فى إطار الميكانيكا الكمية يصبح هذا غير صحيح : من المحتمل أن يتسرب الجسيم من خلال الحاجز على كلا جانبى البئر . وكلما كان الحاجز أعرض كلما زاد الوقت اللازم لذلك ، وكلما كبر الثابت T . بالنسبة لقيمة كبيرة للثابت T يكون لزاماً على الجسيم أن يرتد جيئة وذهاباً داخل البئر عدداً كبيراً جداً من المرات ، ويتصرف الجسيم تقريباً كما لو كان فى حالة مستقرة .

٢٣ – فى كل حالة من دراستنا حتى الآن يمكن اعتبار مسألة إيجاد الحالات المستقرة كمسألة ملائمة دالة تذبذبية بين نقطتى رجوع كلاسيكيتين . بالنسبة للمستوى الأرضى يكون للدالة الموجية نهاية عظمى واحدة ، ولا يكون لها عقد . بالنسبة للحالة التى تليها يكون للدالة الموجية نهايتان عظميتان ، وعقدة واحدة . عموماً يكون للدالة الموجبة المناظرة للحالة ذات الترتيب m عدد m من النهايات العظمى ، ويكون لها $(m - 1)$ من العقد .

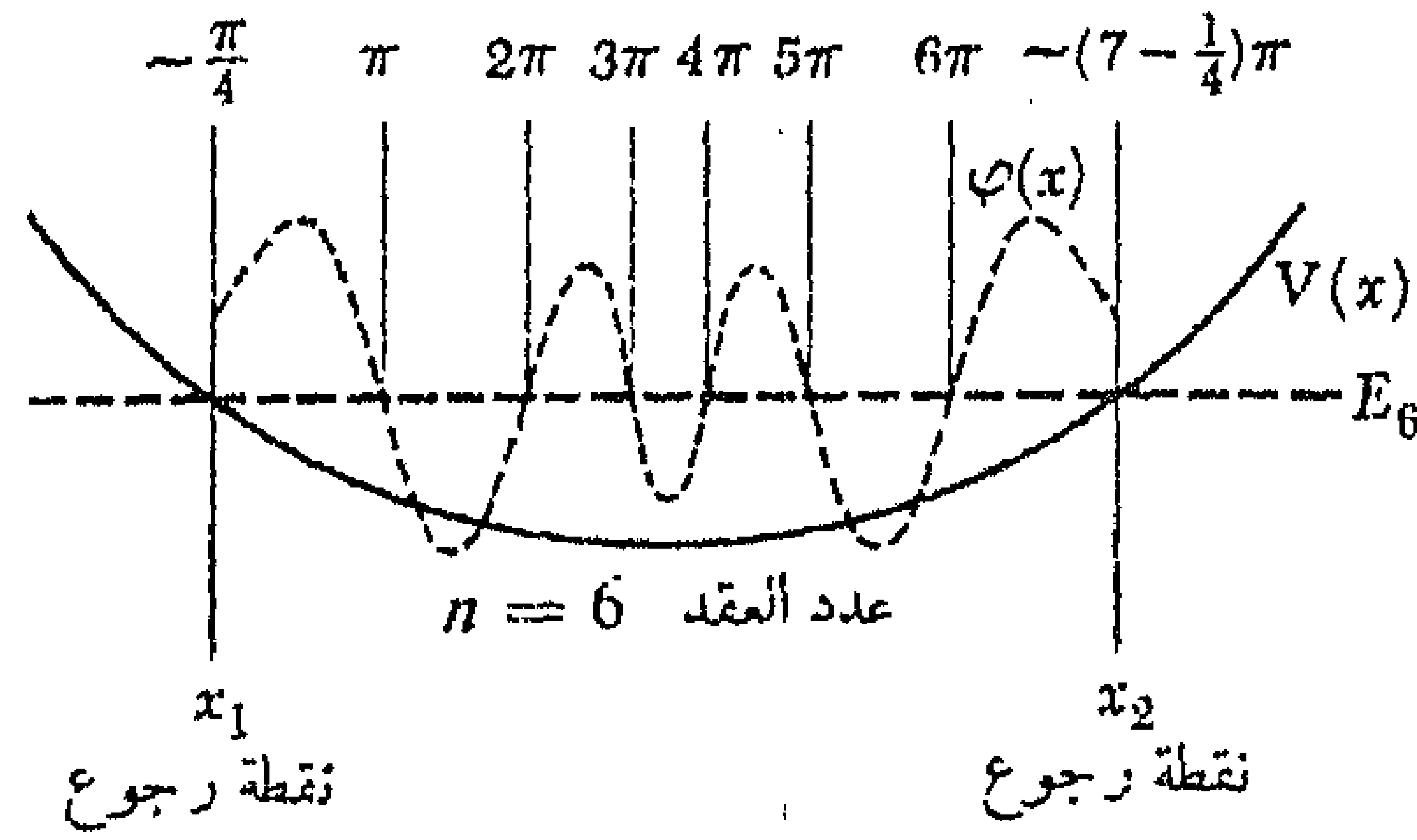
دعنا نستخدم العدد الكمى n لتمييز الحالات المستقرة ، حيث n هو عدد عقد (عدد أصفار) الدولة الموجية سوف تميز الحالة الأرضية إذن بالعدد الكمى $n = 6$ وتعطى الحالة المثارة رقم n العدد الكمى n . الدالة الموجية المناظرة للعدد الكمى n يكون لها عدد $(n + 1)$ من النهايات القصوى .

دعنا الآن نحاول التوصل إلى طريقة لتعيين مستويات الطاقة التقريبية بالنسبة لجسيم فى واد من الجهد . لهذا الغرض نتدارس شكل ٢٣ أ الذى يعرض الجهد بالنسبة لمسألة نمطية من هذا النوع .

الخط الثقيل المستمر يمثل الجهد . الخط الثقيل المتقطع يمثل الطاقة ، E_6 ، للمستوى المثار السادس ، والخط المتذبذب المتقطع يمثل الدالة الموجية المناظرة . الدالة الموجية مرسومة فقط بين نقطتى الرجوع x_1 و x_2 [المعرفتين بالعلاقة $E_6 = V(x_2) = V(x_1)$] . خارج هذه الفترة تتجه الدالة الموجية تقاربياً نحو الأحداثى السينى .

٢٤ – افترض بأننا حاولنا تمثيل دالة موجية من النوع المبين فى شكل (٢٣ أ) بعلاقة من الشكل

$$\varphi(x) = A(x) \sin [f(x)] \qquad (٢٤ أ)$$



شكل ٢٣ أ لتوضيح مناقشتنا فيما يسمى بطريقة تقريب WKB لإيجاد الحالات المستقرة . لإيجاد الحالة رقم $(n + 1)$ ، بمعنى ، الحالة المثارة رقم n ، تحاول اختيار الطاقة E بحيث يمكننا إعداد مكان لعدد $(n + \frac{1}{2})$ من « أنصاف الموجات » فيما بين نقطتى الرجوع الكلاسيكيتين الطول الموجى المحلى عند نقطة ما يعتمد على الطاقة الكلية وعلى الجهد عند هذه النقطة .

المنحنى المستمر يمثل الجهد ، والمنحنى المتقطع يمثل الدالة الموجية (بين نقطتى الرجوع) بالنسبة لحالة المثارة السادسة . قيم الطور $f(x)$ مبينة فوق نقطتى الرجوع ، وفوق العقد . فى هذه الحالة الخاصة يكون التغير الكلى (بين نقطتى الرجوع) مطابقاً للعلاقة $\Delta f \cong (n + \frac{1}{2})\pi = (6 + \frac{1}{2})\pi$.

حيث $A(x)$ سعة موجية ، وحيث $f(x)$ دالة طور متزايدة إطرادياً مع x . فى كل مرة تتبوأ فيه الدالة الطورية $f(x)$ إحدى القيم $k\pi$ ، حيث k عدد صحيح ، تنتج عقدة للدالة الموجية . دعنا نأخذ فى الاعتبار التغير Δf فى دالة الطور الذى يحدث بين نقطتى الرجوع .

$$\Delta f = f(x_2) - f(x_1) \qquad (٢٤ \text{ ب})$$

نلاحظ بالنظر إلى شكل ٢٣ أ أنه بالنسبة للدالة الموجية المبينة فى الشكل يكون التغير فى الطور حوالى $\pi\,(6 + \frac{1}{2})$. سوف نسترشد بهذه الصورة الملهمة ونفترض الدالة الموجية بالنسبة لحالة المثارة رقم n تكون بحيث تتغير دالة الطور $f(x)$ بين نقطتى الرجوع بالمقدار

$$\Delta f_n \cong (n + \tfrac{1}{2})\pi \qquad (٢٤ \text{ جـ})$$

نقدم على الافتراض (٢٤ جـ) للسهولة فى التعامل ، وذلك لحصول على صيغة محددة . إذا مارغبنا فى أن نكون أكثر انضباطاً فمن الممكن فى الحالة القصوى أن نقرر متباينة ، بمعنى

$$(n + 1)\pi \geqq \Delta f_n > n\pi \qquad (٢٤ \text{ د})$$

كما يمكن للقارئ، أن يقنع نفسه بسهولة إذا ما نظرنا إلى شكل ٤ جـ نلاحظ بأنه فى هذه الحالة يكون الحد الأقصى فى (٢٤ د) هو المفروض ، على حين تكون أقرب إلى الحد الأدنى بالنسبة للحالة المثارة الثالثة فى شكل ١٩ أ .

الصيغة (٢٤ جـ) تمثل إذن تراض .

٢٥ – دعنا فيما يلى نحاول استنباط علاقة تقريبية للتغير فى طور الدالة الموجية ، كدالة للطاقة E . اعتبر أولا منطقة يكون فيها الجهد ثابتاً ، وله القيمة V . فى مثل هذه المنطقة ، وفى حالة $E > V$ ، تأخذ الدالة الموجية الشكل :

$$\varphi(x) = A \sin\left[\,(x - x_0)\frac{p}{\hbar}\right] \qquad (\text{٢٥ أ})$$

حيث A و x_0 ثابتان ، وحيث

$$p = \sqrt{2m(E - V)} \qquad (\text{٢٥ ب})$$

بمقارنة (٢٥ أ) مع (٢٤ أ) نحصل على

$$f(x) = (x - x_0)\left(\frac{p}{\hbar}\right) \qquad (\text{٢٥ جـ})$$

إذا ماسرنا المسافة dx جهة اليمين يكون التغير فى الطور df ، إذن

$$df = \left(\frac{p}{\hbar}\right)dx = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(E - V)}\,dx \qquad (\text{٢٥ د})$$

دعنا الآن نستخدم (٢٥ د) كصيغة تقريبية للتغير فى الطور مع x فى حالة ما إذا كان $V(x)$ متغيراً . يصبح هذا التقريب أفضل تبريراً كلما كان تغير $V(x)$ مع موضع المكان x أكثر بطئاً . فى نطاق هذا التقريب يعطى التغير الكلى فى الطور بين نقطتى الرجوع x_1 و x_2 بالعلاقة

$$\Delta f = \int_{x_1}^{x_2}\frac{df}{dx}dx \cong \frac{1}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}dx\ \sqrt{2m[E - V(x)]} \qquad (\text{٢٥ هـ})$$

دعنا نطبق هذه العلاقة فى الحالة المستقرة رقم $(n + 1)$ ، بطاقة $E = E_n$. التغير الكلى فى الطور يعطى أيضاً تقريباً بواسطة العلاقة (٢٤ جـ) ، وإذا ماساوينا تعبيرى التغير فى الطور نحصل على

$$\int_{x_1}^{x_2} dx\,\sqrt{2m[E_n - V(x)]} \cong (n + \tfrac{1}{2})\pi\hbar \qquad (\text{٢٥ و})$$

٢٦ – المعادلة (٢٥ و) هى معادلة يمكن بواسطتها تعيين الطاقة E_n للحالة المستقرة رقم $(n + 1)$. للقيام بذلك نعين أولا نقطتى الرجوع x_1 و x_2 كدالة لبارامتر الطاقة E ، وذلك بحل المعادلتين :

$$V(x_1) = V(x_2) = E, \qquad x_2 > x_1 \qquad (\text{٢٦ أ})$$

نرمز للحلين بواسطة $x_1(E)$ و $x_2(E)$. بعد ذلك نقيم التكامل

$$g(E) = \int_{x_1(E)}^{x_2(E)} dx \sqrt{2m[E - V(x)]} \qquad (٢٦ ب)$$

الذى يعطينا دالة $g(E)$ للطاقة E . نحصل أخيراً على الطاقات E_n لحلول المعادلة

$$g(E) = (n + \tfrac{1}{2})\pi\hbar \qquad (٢٦ جـ)$$

حيث $n = 0$ ، 1 ، 2 ، ....

الطريقة التقريبية والتى توصلنا إليها الآن لتعيين مستويات الطاقة الخاصة بجسيم موجود فى واد من الجهد ، مثل المبين فى شكل ٢٣ أ ، تعرف بطريقة WKB* . تعطى هذه الطريقة فى الكثير من الأحيان نتائج معقولة الدقة ، وهى مفيدة دائماً عند محاولاتنا تكوين فكرة تقريبية عن مواقع المستويات . تشابه طبيعة التقريب إلى حد كبير طبيعة التقريب الذى قمنا به فى استنباطنا للصيغة (٢٦ ب) فى الفصل السابع وذلك لمعامل النفاذ لحاجز جهد : فى الحقيقة تظهر فى الحالتين نفس نوعية التكاملات .

من المهم ملاحظة أن معادلتنا (٢٥ و) والتى استنبطناها ضمن إطار الميكانيكا الموجية ، تماثل مايسمى بشرط بوهر – سمرفيلد (Bohr-Sommerfeld) الكمى فى نظرية بوهر القديمة . نصل إذن إلى فهم معين للسبب فى نجاح نظرية بوهر إلى حد كبير فى بعض الأحيان ، وأيضاً يمكننا رؤية سبب فشلها الذريع فى بعض الأحيان : فالمعادلة (٢٥ و) ليست صحيحة بصراحة ولكنها علاقة تقريبية فقط .

المتذبذب التوافقى ، الاثارات الاهتزازية والدورانية للجزئيات

٢٧ – دعنا نطبق طريقتنا التقريبية على واحدة من مسائل القيمة المميزة ذات الأهمية القصوى : تلك هى إيجاد مستويات الطاقة لمتذبذب توافقى ذى بعد واحد . بالنسبة لهذه المسألة يعطى الجهد $V(x)$ بالعلاقة

$$V(x) = \frac{K}{2}x^2 \qquad (٢٧ أ)$$

حيث k هو الثابت الزنبركى . إذا كانت كتلة الجسيم هى m ، فإن التردد (الزاوى) ω_0 ، يعطى فى نطاق الميكانيكا الكلاسيكية بواسطة العلاقة

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} \qquad (٢٧ ب)$$

---

* تسمى خلفا لـ Named after G. Wentzel, H. A. Kramers and L. Brillouin.

أنظر H. A. Kramers, "Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung," *Zeitschrift für Physik* 39, 828 (1926).

للقيام بعملية التكميم ، التى شرحناها فى البند ٢٦ ، يجب علينا أولا تعيين أن نقطتى الرجوع . موجودتان بتماثل بالنسبة لنقطة الأصل ، و يمكننا إذن كتابة $x_1 = -x_0$ ، $x_2 = x_0$ ، حيث ، تبعاً للعلاقة (٢٦ أ) ، نحصل على

$$x_0(E) = \sqrt{\frac{2E}{K}}, \qquad E = \frac{K}{2} x_0^2 \qquad (\text{٢٧ جـ})$$

بعد ذلك نعين الدالة $g(E)$ ، والمعرفة تبعاً للعلاقة (٢٦ ب) بواسطة

$$g(E) = \int_{x_1}^{x_2} dx \ \sqrt{2m[E - V(x)]} = \int_{-x_0}^{x_0} dx \ \sqrt{Km(x_0^2 - x^2)} \qquad (\text{٢٧ د})$$

بإدخال متغير جديد للتكامل θ معرف بواسطة العلاقة $x = x_0 \sin \theta$ نحصل على

$$g(E) = 2 \ \sqrt{Km}\, x_0^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2 \theta = \pi E \sqrt{\frac{m}{K}} \qquad (\text{٢٧ هـ})$$

حيث تخلصنا من x_0 باستخدام العلاقة (٢٧ جـ) . بالتعويض عن $g(E)$ فى (٢٦ جـ) بواسطة العلاقة (٢٧ هـ) نحصل على النتيجة البسيطة جداً

$$E_n = (n + \tfrac{1}{2})\hbar\, \omega_0 \qquad (\text{٢٧ و})$$

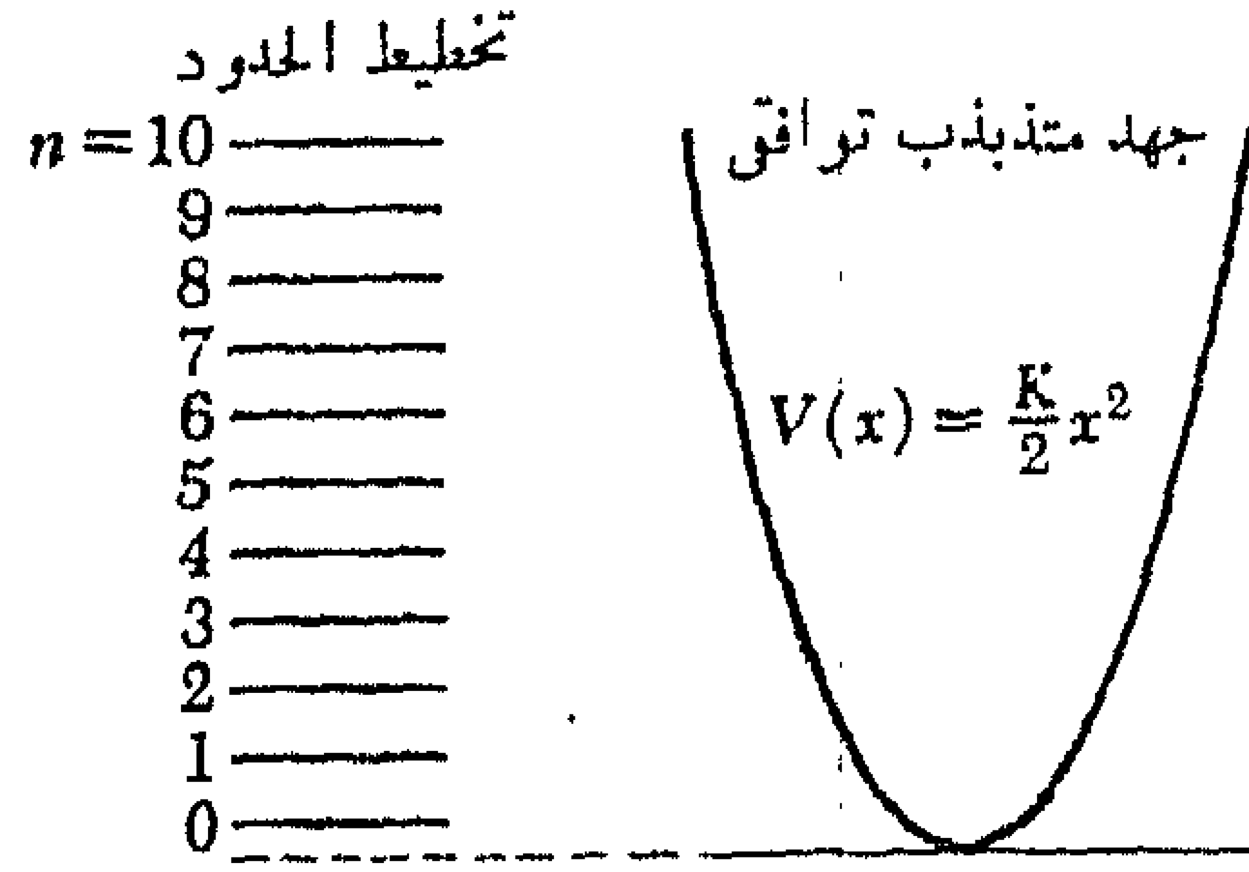
والتى تعطى الطاقة E_n للحالة رقم $(n + 1)$ من حالات المتذبذب التوافقى المستقرة ، حيث $n = 0, 1, 2, \ldots$ هو أى عدد صحيح غير سالب .

٢٨ – يتصادف بأن يعطى الحل الدقيق لمعادلة شرودينجر (٤ ب) بالنسبة لحالة المتذبذب التوافقى ، بمعنى ، بالنسبة لدالة الجهد المعطاة فى (٢٧ أ) ، نفس النتيجة (٢٧ و) بالضبط .

هذا الكتاب غير مكرس لحلول معادلة شرودينجر فى حالات خاصة ، وسوف لانحاول حل مسألة المتذبذب التوافقى حلا حازماً . بسبب مصادفة عجيبة تعطى طريقتنا التقريبية النتيجة الصحيحة فعلياً ، وهو أكثر مما لدينا الحق فى توقعه .

يبين شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود (جهة اليسار) ودالة الجهد (جهة اليمين) بالنسبة لمتذبذب توافقى . لاحظ الفاصل المتساوى والمميز بين المستويات . لقد اخترنا فى هذا الشكل قاع بئر الجهد كنقطة الصفر للطاقة ، وهذا بالطبع اصطلاح اختيارى .

إذا ما كان الجسيم المتذبذب حاملا شحنة فيمكننا أن نتوقع انتقالات إشعاعية بين مستويات الطاقة ، وهذا يعنى بأنه عند الأخذ فى الاعتبار هذه العمليات الإشعاعية فإن النظام لايصبح بعد ذلك مطلق الاستقرار بالنسبة لـ $n > 0$. يمكننا أن نبين بأن قاعدة الانتقاء بالنسبة للانتقالات الكهربائية ثنائية القطب تكون بحيث تتغير n بمقدار الوحداة . تبعاً لذلك فإن تردد الكم المنبعث يجب أن يساوى التردد الكلاسيكى ω_0 وذلك بالنسبة لأى انتقال من هذا النوع . هذا هو أيضاً ماتوقعه على أساس من النظرية الكلاسيكية .



شكل ٢٨ (أ) . الجهد (على اليمين) تخطيط الحدود (على اليسار) لمتذبذب توافقي. مقاس من قاع بئر الجهد تعطى طاقة المستوى رقم $(n + 1)$ بواسطة العلاقة $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_0$ حيث ω_0 هو التردد الكلاسيكي. تعطى طريقة WKB نفس النتيجة كالنظرية الجازمة .

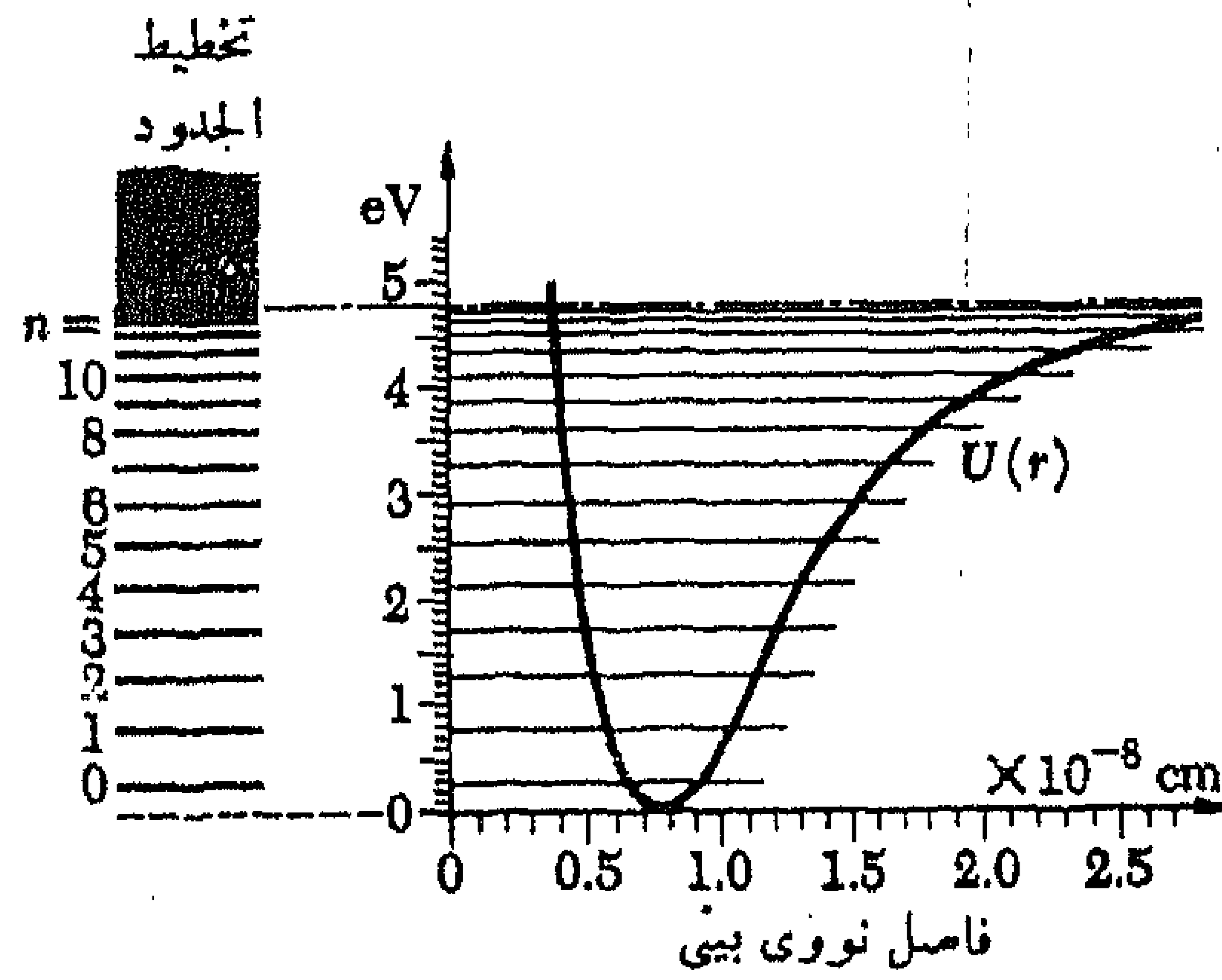
٢٩ – نظرية المتذبذب التوافقي مهمة بالنسبة للفيزياء ، ذلك لأن معادلات الحركة للكثير جداً من الأنظمة الفيزيائية ، التي قد تبدو غير مرتبطة بتاتاً بالمتذبذب التوافقي ، تكافئ شكلياً معادلات الحركة بالنسبة لنظام من المتذبذبات التوافقية تتفاعل فيما بينها بجهد بالغ الضعف . في التقريب الأول ، الذي يهمل فيه التفاعل البيني للمتذبذبات ، تكون النظرية الكمية لمثل هذه الأنظمة مكافئة رياضياً للنظرية البسيطة جداً لنظام من المتذبذبات التوافقية المستقلة تماماً عن بعضها . يكون نظام من النوع الأخير سهلا في دراسته لأن كل متذبذب في هذا النظام يتذبذب على حده وكأن المتذبذبات الأخرى غير موجودة ، ومن الواضح أنه إذا ما استطعنا وصف أحد المتذبذبات في هذه الحالة فيمكننا إذن وصف أي عدد منهم .

وكأمثلة على أنظمة من هذا النوع يمكننا ذكر المجال الكهرمغناطيسي ، جسم صلب مرن الاهتزاز ، وكثير من المجالات الكمية . بالإضافة إلى ذلك ، فكل الجزيئات لها حالات اهتزازية يمكن وصفها بتقريب جيد بدلالة نظرية المتذبذبات التوافقية . يمكننا القول إلى حد كبير بصفة عامة بأن نظرية المتذبذب التوافقي تطبق على أنظمة تحقق معادلات **خطية** ، أو تقريباً **خطية** ، للحركة .

٣٠ – يوضح شكل ٣٠ أ الطبيعة التوافقية تقريباً لمتذبذب جزيئي خطي فعلي ، بالتحديد جزيء الهيدروجين لهذا الجزيء أشكال إثارة تتذبذب فيها البروتونات ضد بعضهما البعض . يمكن تفهم تلك الأشكال بدلالة الجهد النووي البيني المؤثر ، المبين في الجزء الأيمن من الشكل . يبين المنحنى طاقة الوضع (بالـ eV) للنظام كدالة للفاصل النووي البيني . يمكننا تفهم وجود هذا الجهد المؤثر ، واعتماده كدالة على الفاصل النووي البيني ، تفهما جيدا من الناحية النظرية . سوف نناقش هذا الجهد في الفصل التالي . لدراسة الحالات الاهتزازية لهذا الجزيء ، أو أي جزيء آخر ثنائي الذرة ، يمكن إذن أن نحصل أولا على الجهد المؤثر ، بعد ذلك نحل معادلة شرودينجر ذات البعد الواحد بهذا الجهد للحصول على مستويات الطاقة للحالات الاهتزازية .

اخترنا قاع بئر الجهد ليكون نقطة الصفر للطاقة ، بالضبط كما فعلنا فى شكل ٢٨ أ . يمكننا أن نفترض بأن الجهد يتجه إلى مالا نهاية كلما اتجه الفاصل البينى النووى r إلى الصفر . لكن ، كلما اتجه r إلى مالا نهاية فإن الجهد يؤول إلى قيمة ثابتة ، وهى 4.8 eV + فى الشكل . يتفكك الجزىء عند هذه الطاقة ، وتبدأ المنطقة ، كما هو مبين فى تخطيط الحدود على اليسار فى الشكل . لاتماثل طاقة الوضع إذن طاقة الوضع فى حالة المتذبذب التوافقى ، لكن إذا لم ترتفع كثيراً عن قاع بئر الجهد فإن منحنى الجهد يكون له شكل يقارب شكل القطع المكافىء . فى الحقيقة فإن أى منحنى سلس له نهاية صغرى ، وأيضاً تفاضل ثان غير متلاش عند النهاية الصغرى ، يكون له تقريباً شكل قطع مكافىء فى مجاورة النهاية الصغرى . يمكننا إذن التوقع بأن يسلك مثل هذا النظام بطريقة مشابهة تقريباً لمتذبذب توافقى ، وذلك بالنسبة لمستويات إثارة ليست بالمرتفعة جداً . يمكننا ملاحظة الفرق بين متذبذب توافقى حقيقى وبين متذبذب توافقى تقريبى بمقارنة شكلى ٢٨ أ و ٣٠ أ . المستويات ليست متباعدة بتساو فى تخطيط الحدود فى شكل ٠ ـن بالنسبة لأثارات صغيرة تكون متساوية التباعد تقريباً . بالإضافة إلى ذلك يوجد فقط عدد محدد من المستويات الاهتزازية لجزىء .

طاقة التفكك لجزىء هى الطاقة التى يجب أن تعطى لجزىء فى حالته الأرضية لكى يحدث التفكك . من شكل ٣٠ أ نرى بأن طاقة تفكك جزىء الهيدروجين هى حوالى 4.5 eV : تلك هى فروق الطاقة بين النهاية الصغرى للمنطقة المستمرة وبين الحالة الأرضية .



شكل ٣٠ أ . يبين الجزء الأيمن من الشكل الجهد النووى البينى المؤثر $U(r)$ فى جزىء الهيدروجين ، ويوضح الجزء الأيسر تخطيط الحدود المناظر . بالنسبة لأقل الحالات إثارة يسلك الجزىء سلوكاً مشابهاً للمتذبذب التوافقى . يكون لمنحنى الجهد القريب من نهايته الصغرى شكل يقارب شكل القطع المكافىء ، ويكون للمستويات الدنيا نفس الوضع تقريباً كما فى حالة المتذبذب التوافقى . (أنظر شكل ٢٨ أ) . كلما تزايد الفاصل الفاصل النووى البينى يؤول الجهد إلى قيمة ثابتة . تبدأ المنطقة المستمرة فى تخطيط الحدود عند هذا المستوى ، مناظرة لتفكك الجزىء .

لايصف الجهد $U(r)$ نوعاً جديداً من القوة : أنها القوة الكهرمغناطيسية متخفية .

عندما يكون الجزيء فى حالته الأرضية ، يكون متوسط الفاصل بين النواتين (بروتونين) حوالى ، 0.75 Å : الدالة الموجية للحالة الأرضية تكون مركزة حول قيمة r المناظرة للنهاية الصغرى للجهد .

٣١ – لنناقش الآن معنى الجهد البينى النووى المؤثر والمبين فى الجزء الأيمن من شكل ٣٠ أ . ننساق إلى هذا الجهد فسن مخطط تقريبى لدراسة التركيب الجزيئى ، يعرف بتقريب بورن – أوبنهيمر (Born-Oppenheimer) وفكرته كما يلى . بما أن الأنوية (بروتونات) أثقل بكثير جداً بالمقارنة بالألكترونات فإن حركتها ، فى الجزيء ، تكون بسرعة صغيرة بالمقارنة بسرعة الألكترونات . ويمكننا الافتراض فى تقريب أولى بأن الأنوية لاتتحرك بالمرة ، لكنها ، تبقى ساكنة عند انفصال ثابت r_0 عن بعضها البعض . للتحديد فسوف نناقش جزيء الهيدروجين ، لكن اعتبارات مماثلة تنطبق على جزيئات أخرى بالمثل . المسألة المطلوب حلها فى هذا التقريب الأولى هى إذن إيجاد الحالة الأرضية للألكترونين فى المجال الكهرستاتيكى للبروتونين . افترض بأننا نحل هذه المسألة بالنسبة لفاصل نووى بينى ، اختيارى r ، وفى هذه الحالة نحصل على طاقة الحالة الأرضية $U(r)$ للنظام ، بمعنى ، متضمنة طاقة التنافر الكهرستاتية بين البروتونين ، كدالة للمسافة r . بالنسبة لقيم r صغيرة جداً تكون الطاقة $U(r)$ كبيرة وموجبة ، وذلك لأن طاقة التنافر الكهرستاتية بين البروتونين تؤول إلى $+\infty$ عندما تؤول المسافة الفاصلة r إلى الصفر . بالنسبة لقيم r كبيرة جداً تؤول الطاقة $U(r)$ إلى قيمة ثابتة ، U_∞ ، وهى عبارة عن طاقة الحالة الأرضية لذرتى هيدروجين منفصلتين انفصالا لانهائياً عن بعضهما البعض . هناك مدى من قيم r يكون فيه $U(r) < U_\infty$ كما هو مبين فى شكل ٣٠ أ . توجد للدالة $U(r)$ نهاية صغرى عند النقطة $r_0 = 075$ Å .

مع الافتراض بأن البروتونين لايتحركان تكون إذن $U(r_0)$ هى أقل طاقة ممكنة للجزيء ، وفى هذه الخطوة الأولى من تقريب بورن – أوبنهيمر تكون هذه هى طاقة الحالة الأرضية للجزيء .

٣٢ – ولكن ، البروتونات تتحرك ، ، وتؤخذ هذه الحركة فى الاعتبار فى المرحلة التالية من تقريب بورن – أوبنهيمر . يتم ذلك بافتراض أن البروتونات تتذبذب عكس بعضها ، حول « مسافة انفصال التوازن» r_0 . فى هذه الحركة التذبذبية (البطيئة) (والتى يجب ، بالطبع ، وصفها بميكانيكا الكم) تعطى طاقة الوضع المؤثرة بواسطة الدالة $U(r)$ ، التى حصلنا عليها فى المرحلة الأولى من المخطط التقريبى .

إذن الدالة $U(r)$ هى طاقة الوضع المؤثرة فى المرحلة الثانية من تقريب بورن – أوبنهيمر ، التى يؤخذ فيها فى الاعتبار تذبذب البروتونين عكس بعضهما البعض . وإذن يكون التفاعل البينى الأساسى الذى نفهم بدلالته التركيب الجزيئى عبارة عن التفاعل البينى الكهرستاتى بين الجسيمات الأربعة المشحونة فى جزيء الهيدروجين . وينشأ الجهد المؤثر $U(r)$ كنتيجة لهذا التفاعل البينى الأساسى وبناء على ذلك فإنه لايصف نوعاً جديداً من القوى . يمكننا التعبير عن ذلك بقولنا أنها القوة الكهرستاتية متخفية . **تلك نقطة هامة يجب استيعابها .**

٣٣ – وتخرج مسألة كيفية إيجاد $U(r)$ بالتحديد عن نطاق هذا الكتاب . لكن ، لنحاول أن نفهم بطريقة وصفية جداً ، كيف يمكن أن يكون للدالة $U(r)$ نهاية صغرى . للقيام بذلك يجب علينا الاقتناع بوجود تنظيمات للجسيمات فى الجزيء تكون بالنسبة لها الطاقة الكهرستاتية أصغر (أى ، أكثر سالبية) من حالة ذرتين للهيدروجين منفصلتين انفصالا لانهائياً ، ذلك على الرغم من أن المسافات بين الألكترون والبروتون ليست أصغر فى الجزيء عن مثيلاتها فى الذرات . هذا بالتأكيد شرط ضرورى ولو أنه غير كاف بالنسبة للترابط الجزيئى .

نأخذ فى الاعتبار الترتيب المبين فى شكل ٣٣ أ الذى يوجد فيه الألكترونان والبروتونان عند أركان مربع يبلغ طول ضلعه a . ترمز الخطوط إلى التفاعلات البينية الكهرستاتية بين الأزواج الستة من الجسيمات . بالنسبة لهذا التنظيم الخاص للجسيمات تعطى طاقة الوضع الكهرستاتية الكلية E'_{pot} بواسطة العلاقة

$$E'_{pot} = +2\frac{e^2}{a\sqrt{2}} - 4\frac{e^2}{a} = \frac{e^2}{a}(\sqrt{2} - 4) \qquad (\text{٣٣ أ})$$

يجب مقارنة طاقة الوضع هذه مع طاقة الوضع الكلية E''_{pot} لذرتى هيدروجين منفصلتين عن بعضهما البعض بمسافة كبيرة جداً . تعطى طاقة الوضع هذه بواسطة العلاقة

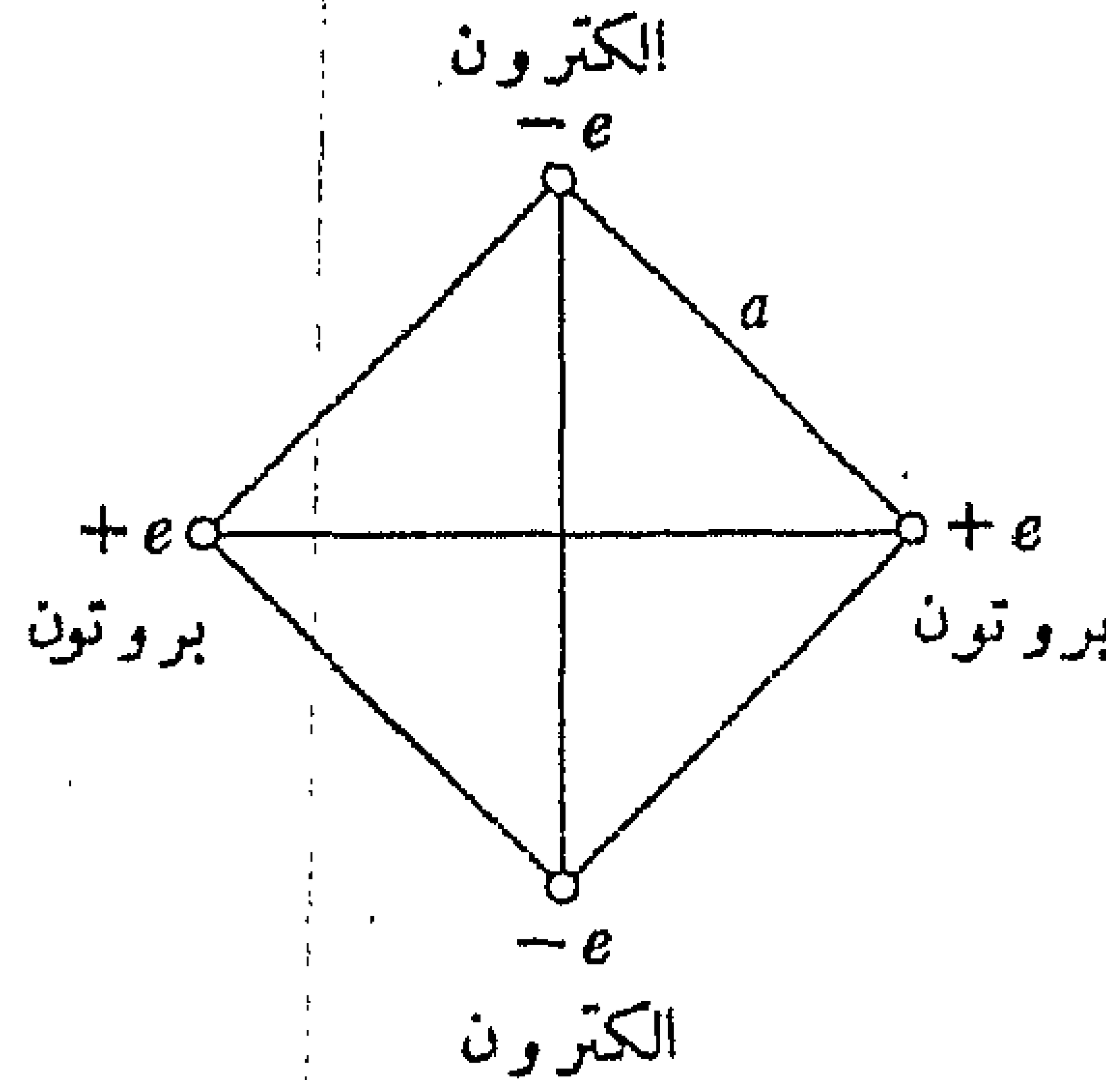
$$E''_{pot} = -2\frac{e^2}{a_0} \qquad (\text{٣٣ ب})$$

حيث a_0 هو نصف قطر بوهر . فى الحالة الخاصة التى نختار فيها $a = a_0$ يصبح الفرق بين الكميتين E_{pot} و E''_{pot} سالباً ، بمعنى ،

$$\Delta E'_{pot} = E'_{pot} - E''_{pot} = \frac{e^2}{a_0}(\sqrt{2} - 2) \cong -1.2R_\infty \qquad (\text{٣٣ ج})$$

حيث R_∞ هو ثابت ريدبرج $R_\infty = e^2/(2a_0) \cong 13.6 \text{ eV}$

إذن توصلنا إلى تنظيم خاص للجسيمات تكون بالنسبة له ΔE_{pot} سالبة . لكن ، من الواضح بأنه يوجد تنظيمات أخرى قريبة تكون بالنسبة لها ΔE_{pot} أيضاً سالبة : ليس ضرورياً أن تقع الجسيمات عند رؤوس مربع .



شكل ٣٣ أ. إذا ما كانت $a = a_0$ بالنسبة للتنظيم المبين تصبح طاقة الوضع أصغر من طاقة الوضع الكلية لذرتى هيدروجين منفصلتين بواسطة مسافة كبيرة . تكون المسافات بين الألكترونين والبروتونين بالنسبة للجزىء بعاليه هى نفس مسافة الألكترون والبروتون فى ذرة الهيدروجين ، يمكننا أن نتخيل الترتيب بعاليه وكأنه ينشأ عندما تندمج ذرتا هيدروجين مع بعضهما البعض . يوضح هذا المثال إمكانية كون القوة بين ذرتى هيدروجين قوة تجاذب ، لكن لايبرهن بأى حال من الأحوال بأن جزيئاً مستقراً يمكن أن يوجد حقيقة .

٣٤ – الطاقة الكلية لجزىء الهيدروجين هى حاصل جمع طاقتى الوضع والحركة . إذا ما استرجعنا الآن دراستنا فى البند ١٤ ، من الفصل السادس ، عن مدلولات علاقة عدم التيقن بالنسبة لتركيب ذرة الهيدروجين ، فإننا ندرك ضرورة إعطاء الألكترونات فى جزىء الهيدروجين « اتساع كاف » داخل الجزىء ، ذلك لأنه إذا ماتم عكس ذلك فإن علاقة عدم التيقن تقتضى أن تكون كميتا تحركهما ، وبناء على ذلك طاقتا حركتهما ، كبيرة . فى دراستنا لذرة الهيدروجين استنتجنا بأنه إذا ما كان عدم التيقن فى موضع مكان الألكترون يساوى a_0 تقريباً ، الأمر الذى يعنى بأن الألكترون يحتل منطقة ذات حجم طولى قدره a_0 ، تصبح إذن طاقة حركته تساوى R_∞ تقريباً . تنطبق نفس الاعتبارات على جزىء الهيدروجين : إذا ما كانت طاقة الحركة لتكون من نفس رتبة العظم فيجب أن يسمح للألكترونات باحتلال منطقة من حجم a_0 .

لمواصلة ذلك يجب علينا إذن اختيار مناطق تحديد مختلفة للألكترونات ولكل اختيار يتوجب علينا حساب طاقتى الوضع والحركة ، مع الأخذ فى الاعتبار بمتطلبات مبدأ عدم التيقن . هذه طريقة معقدة إلى حد ما ، وسوف لانحاول اتباعها هنا . الطريقة المثلى فى مجابهة هذه المسألة هى محاولة اختراع دوال موجية مناسبة تصف الألكترونين معاً ، وبعد ذلك نحسب الطاقة الكلية بالنسبة لهذه الدوال تبعاً لنظرية شرودينجر . بما أننا لم نناقش الدوال الموجية التى تصف جسيمين فإننا لسنا مستعدين لتجربة هذا الاتجاه* . فى ضوء ماقيل فربما يكون القارىء مستعداً للاعتقاد بوجود نهاية صغرى للطاقة الكلية $U(r)$ كدالة للانفصال البينى النووى r . تماماً كمناقشتنا لذرة الهيدروجين فإن النهاية الصغرى للطاقة تتأتى نتيجة لحل وسط : يجب أن يعطى الألكترون حيزاً كافياً لكى تظل طاقة الحركة صغيرة ، لكن مع ذلك فيجب أن يبقيا فى منطقة صغيرة لدرجة تكون فيها طاقة الوضع محسوسة . وبصفة عامة تكون طاقة الوضع الكلية سالبة وتتناسب عكسياً مع بعد الجزىء ، على حين تكون طاقة الحركة الكلية موجبة وتتناسب عكسياً مع مربع البعد . وعند أبعاد مثلى للجزىء ستوجد نهاية صغرى لحاصل جمع الطاقتين .

٣٥ – لنحاول الآن تقييم الترددات الاهتزازية النمطية فى جزىء (ثنائى الذرة) سيكون منحنى الجهد على شكل قطع مكافىء تقريباً بجوار النهاية الصغرى (عند $r = r_0$) : ويمكننا تمثيل دالة الجهد $U(r)$ بواسطة العلاقة

$$U(r) \sim \left(\frac{r - r_0}{a_0}\right)^2 R_\infty + U(r_0) \qquad (\text{٣٥ أ})$$

يعتبر هذا تخميناً معقولا . عند $r = r_0$ يأخذ الحد الأيمن القيمة الصحيحة $U(r_0)$. عند $|r - r_0| = a_0$ يكون الجهد أكبر من $U(r_0)$ بالمقدار R_∞ . وبما أن أبعاد الجزىء من رتبة a_0 . وطاقة الربط تكون من رتبة R_∞ ، فإننا نتوقع بأن يتصرف الجهد تقريباً بهذه الطريقة .

---

* قدمت أول نظرية معقولة عن الترابط الجزيئى فى
W. Heitler and F. London, "Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik," *Zeitschrift für Physik* 44, 455 (1927).

الحد الأيمن فى (٣٥ أ) هو الجهد بالنسبة لمتذبذب توافق . يعطى « الثابت الزنبركى » K لهذا المتذبذب بواسطة العلاقة

$$K \sim \frac{2R_\infty}{a_0^2} = \frac{\alpha^2 mc^2}{a_0^2} \qquad (٣٥ \text{ ب})$$

افترض الكتلة الموترة للمتذبذب M . يعطى إذن التردد الاهتزازى w_v للجزىء بواسطة العلاقة .

$$\omega_v = \sqrt{\frac{K}{M}} \sim \alpha^2\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)\sqrt{\frac{m}{M}} \qquad (٣٥ \text{ جـ})$$

حيث أدخلنا التعبير $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$ بالنسبة لنصف قطر بوهر . نؤكد بأن التقدير (٣٥ جـ) هو فقط تقدير رتبة عظم مبدئى .

استخلصنا من مناقشتنا فى الفصل الثانى من المقادير المميزة فى الفيزياء الذرية بأننا يمكننا اعتبار الكمية

$$\omega_e = \alpha^2\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) \qquad (٣٥ \text{ د})$$

كتردد « نمطى » مصاحب للانتقالات الضوئية فى الذرة أو الجزئ – بمعنى – انتقالات يتغير فيها الترتيب الإلكترونى . يمكننا إذن كتابة (٣٥ جـ) على الهيئة

$$\omega_v \sim \omega_e\sqrt{\frac{m}{M}} \qquad (٣٥ \text{ هـ})$$

تكون الكمية M بالنسبة لكل الجزيئات من رتبة كتلة نووية ، على حين m هى كتلة الإلكترون . تقع الترددات الإلكترونية النمطية ، ω_e ، فى الجزء المرئى من الطيف الكهرمغناطيسى . وكما نرى فإن الترددات الاهتزازية « النمطية » للجزيئات ، ω_v ، تكون أصغر بالعامل $\sqrt{m/M}$. بناء على ذلك فإن تلك الترددات ستكون فى المنطقة تحت الحمراء القريبة ، وهذا التوقع يتفق مع المشاهدات .

جدول ٣٥ أ ترددات اهتزازية لجزيئات ثنائية الذرات مختارة .

العدد الموجى cm^{-1}	التردد $cycle/sec$	الجزئ
1641.35	4.921×10^{13}	C_2
2359.61	7.074×10^{13}	N_2
1580.36	4.374×10^{13}	O_2
1904.03	5.708×10^{13}	NO
2170.21	6.506×10^{13}	CO
268.4	0.805×10^{13}	IBr
725.68	2.176×10^{13}	S_2

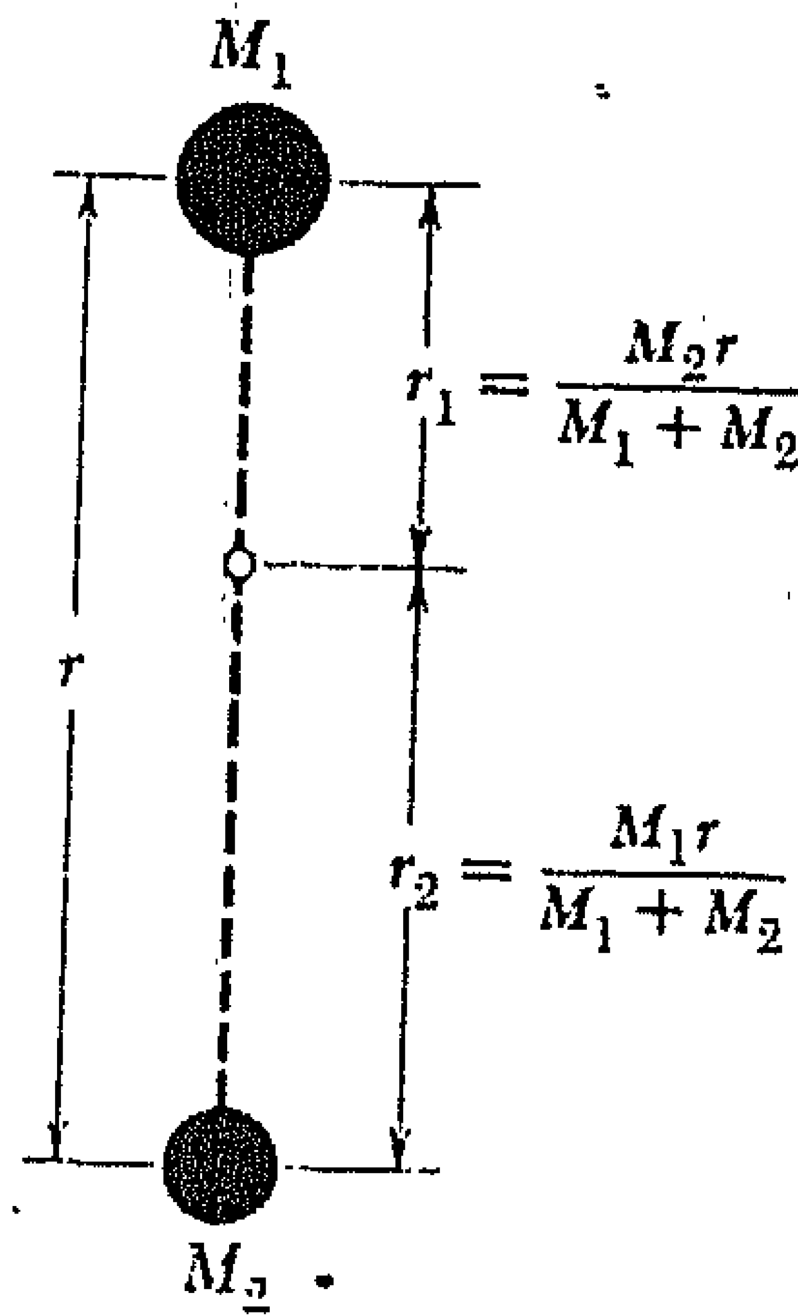
٣٦ – دعنا نحصل على الكتلة المؤثرة M بالتحديد بالنسبة لجزئ ثنائى الذرات والذى تكون فيه كتلتا النواتين هما M_1 و M_2 النواتان تتذبذبان عكس بعضهما البعض ، بطريقة ما بحيث يقع مركز الكتلة على الخط الواصل بين النواتين . دع r يمثل الانفصال البينى النووى ، ودع r_1 و r_2 يمثلان بعدى النواتين عن مركز الكتلة ، كما هو موضح فى شكل ٣٦ أ طاقة الحركة لهذا النظام تعطى بواسطة العلاقة :

$$T = \tfrac{1}{2}M_1\dot{r}_1{}^2 + \tfrac{1}{2}M_2\dot{r}_2{}^2 = \tfrac{1}{2}\left(\frac{M_1M_2}{M_1 + M_2}\right)\dot{r}^2 \qquad (٣٦ \text{ أ})$$

حيث أن النقط تمثل تفاضلات بالنسبة للزمن . تعطى طاقة الوضع للمتذبذب بواسطة العلاقة (٣٥ أ) كدالة للمسافة r ، وطاقة الحركة بواسطة (٣٦ أ) كدالة لـ $\dot{r}$. الكتلة المؤثرة M لهذا المتذبذب هى إذن المعامل لـ $\dot{r}^2/2$ ، أى

$$M = \frac{M_1M_2}{M_1 + M_2} \qquad (٣٦ \text{ ب})$$

وهذا هو التعبير عن M الذى يجب إدخاله فى (٣٥ جـ) . يعرف المقدار M بالكتلة المختزلة لنظام الجسيمين



شكل ٣٦ أ. تمثيل بيانى لجزئ ثنائى الذرات . كتلتا النواتين هما M_1 و M_2 الدائرة الصغيرة البيضاء على الخط الواصل بين النواتين ترمز إلى مركز كتلة النظام فى النص أخذنا فى الاعتبارات إثارات اهتزازية تتذبذب فيها الأنوية ضد بعضها البعض .

٣٧ – بما أننا لا نملك تعبيراً دقيقاً عن « الثابت الزنبركى » K والذى قدرناه فى البند ٣٥ ، فلن يمكننا الحصول على تردد اهتزازى دقيق بالنسبة لجزئ ثنائى الذرات ، لكن ، يمكننا توقع قيم دقيقة فيما يتعلق **بالتأثير النظيرى** . اعتبر أولاجزيئا تكون فيه الكتل النووية هى M'_1 و M'_2 ، والتردد الاهتزازى هو ν'_v . نأخذ فى الاعتبار بعد ذلك جزيئاً متماثلا فيما عدا شيئاً ، بمعنى ، جزئ متماثل كيميائى ، فيما عدا

أننا نستعيض بنظائر أخرى ، ذات كتل نووية M_1'', M_2''، عن الأنوية الأصلية ، نفترض بأن التردد الاهتزازي لهذا الجزئ هو ω_0''. يكون الثابت الزنبركي K ثابتاً بالنسبة لجزيئين (في نطاق تقريب بورن – أوبنهيمر) ، ذلك لأننا حصلنا على الجهد المؤثر $U(r)$ بإهمال الحركة النووية . يترتب على ذلك بأن التردد ω_0' و ω_0'' يجب أن تربطهما العلاقة

$$\frac{\omega_0'}{\omega_0''} = \sqrt{\frac{M_1''M_2''(M_1' + M_2')}{M_1'M_2'(M_1'' + M_2'')}} \tag{٣٧ أ}$$

وقد وجد أن هذا التوقع ينطبق مع المشاهدات بدقة كبيرة . كون هذا هو الحال يزيد ثقتنا بسلامة الآراء البسيطة التي قدمناها .

٣٨ – لنتدارس الآن **الإثارات الدورانية لجزئ** . نقرن مع كل جزئ نظاماً من الحالات الدورانية المنفصلة لجزئ ، يدور فيها الجزئ ككل حول محور ما . ولنحاول تقدير رتبة عظم فوارق الطاقة المصاحبة للإثارات الدورانية .

للسهولة نتدارس جزيئاً ثنائي الذرات ، كالموضح تخطيطياً في شكل ٣٦ أ . ولنفترض بأنه بالنسبة لحالة دورانية معينة يدور الجزئ بسرعة زاوية ω_a حول محور يمر خلال مركز كتلة الجزئ ويكون عمودياً على محور التماثل لجزئ ، بمعنى على الخط الذي يصل بين النواتين – نهمل حالياً الحركة الاهتزازية ، وبذلك فإننا نعتبر الجزئ إذن " كدميلز » صلب . باستخدام تسميات شكل ٣٦ أ تكون سرعة النواة 1 إذن $\omega_a r_1$ وسرعة النواة 2 تكون $\omega_a r_2$. طاقة الحركة T_r لحركة الدورانية تعطى إذن بواسطة العلاقة

$$T_r = \tfrac{1}{2}M_1(\omega_a r_1)^2 + \tfrac{1}{2}M_2(\omega_a r_2)^2 \tag{٣٨ أ}$$

بالتعبير عن r_1 و r_2 بدلالة الكتل M_1 و M_2 ، وبدلالة الفاصل النووي البيني r ، كما هو مبين في شكل ٣٦ أ ، نحصل على

$$T_r = \tfrac{1}{2}\left(\frac{M_1M_2}{M_1 + M_2}\right)(\omega_a r)^2 = \tfrac{1}{2}M(\omega_a r)^2 \tag{٣٨ ب}$$

حيث M هي الكتلة المختزلة لجزئ ، كما تعرف بالمعادلة (٣٦ ب) .

يعطى عزم القصور الذاتي ، I لجزئ بالنسبة لمحور الدوران بواسطة العلاقة

$$I = M_1r_1^2 + M_2r_2^2 = Mr^2 \tag{٣٨ جـ}$$

دعنا أيضاً نحصل على كمية التحرك الزاوية J لجزئ بالنسبة لمحور الدوران . تعطى بواسطة العلاقة

$$J = M_1r_1^2\omega_a + M_2r_2^2\omega_a = Mr^2\omega_a = I\omega_a \tag{٣٨ د}$$

يمكننا إذن كتابة طاقة الحركة لجزئ كما يلي

$$T_r = \frac{J^2}{2I} \tag{٣٨ هـ}$$

حيث قمنا بحذف السرعة الزاوية ω_a من التعبير (٣٨ ب) باستخدام العلاقات (٣٨ د) .

٣٩ – يمكننا التخمين بأن كميات التحرك الزاوية التى نصادفها فى جزيئات ستكون نمطياً من رتبة $\hbar$ يترتب على ذلك بأن الطاقات النمطية المصاحبة للإثارات الدورانية ستكون من رتبة الكبر

$$T_r \sim \frac{\hbar^2}{2I} \qquad (\text{٣٩ أ})$$

بالرمز إلى التردد المناظر بـ ω_r يمكننا كتابة

$$\omega_r = \frac{T_r}{\hbar} \sim \frac{\hbar}{2I} \qquad (\text{٣٩ ب})$$

تبعاً للعلاقة (٣٨ د) تعطى كمية التحرك الزاوية بواسطة $J = I\omega_a$ وبما أننا قد افترضنا بأن $J \sim \hbar$ فيترتب على ذلك بأن $\omega_a \sim \hbar/I$ السرعة الزاوية ω_a وتردد الدورانية المميزة ω_r المعرفة بواسطة (٣٩ ب) هما إذن من نفس رتبة العظم ، وهذا ما يجب أن نتوقعه على أساس نموذج كلاسيكى .

تؤدى النظرية الميكانيكية الكمية الكاملة لجزئ الدمبلز إلى صيغة بسيطة جداً لمستويات الطاقة . تميز كل حالة دورانية بواسطة قيمة صحيحة غير سالبة لعدد **كمية التحرك الزاوية الكمى** j ، **وتعطى طاقة الحالة بواسطة العلاقة**

$$E_j = \frac{j(j+1)\hbar^2}{2I} \qquad (\text{٣٩ ج})$$

حيث $j = 0$ ، 1 ، 2 ، 3 ، ..... ومع ذلك فسوف لا نستنبط الصيغة فى هذا الكتاب . لكن المؤلف شعر بضرورة ذكرها على أية حال .

٤٠ – يكون الانفصال بين الأنوية فى أى جزئ من رتبة نصف قطر بوهر a_0 نتيم إذن عزم القصور الذاتى تبعاً لـ $I \sim Ma_0^2$ ، وإذا ما عوضنا بهذا التعبير بالنسبة لـ I فى المعادلة (٣٩ ب) نحصل على

$$\omega_r \sim \frac{\hbar}{2Ma_0^2} \qquad (\text{٤٠ أ})$$

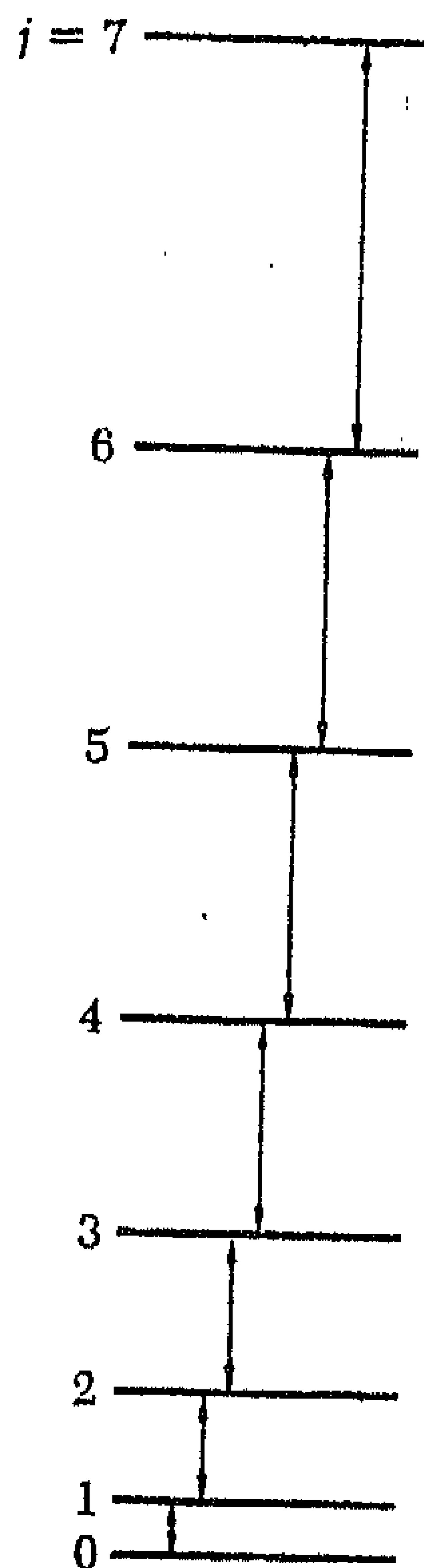
من المفيد كتابة هذا التقدير بدلالة التردد الإلكترونى المميز $\omega_e = \alpha^2(mc^2/\hbar)$. بما أن نصف قطر بوهر يعطى بواسطة العلاقة $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$ فيمكننا إذن كتابة (٤٠ أ) على الصورة

$$\omega_r \sim \omega_e \left(\frac{m}{M}\right) \qquad (\text{٤٠ ب})$$

كتقدير لرتبة الكبر (بالطبع ، يكون العامل اثنين غير مهم فى مثل هذا التقدير) .

دعنا نقارن بين الترددات الدورانية المميزة وبين الترددات الاهتزازية النمطية والتى قدرناها فى البند (٣٥) . بدمج التقدير (٣٥ هـ) مع التقدير (٤٠ ب) يمكننا كتابة

$$\omega_e : \omega_v : \omega_r \sim 1 : \sqrt{m/M} : (m/M) \qquad (\text{٤٠ ج})$$



شكل ٣٩ أ تخطيط الحدود بين المستويات الثمانية الأولى للطاقة الدورانية لجزئ ثنائى الذرات (باعتبار الجزئ كدمبلز صلب) . تبعاً للمعادلة (٣٩ جـ) تعطى الطاقة E_j للحالة ذات كمية التحرك الزاوية j بواسطة العلاقة $E_j = Bj\,(j + 1)$ حيث $B = h^2/2I$ هو الثابت الدورانى للجزئ . تمثل الأسهم الرأسية انتقالات كهربائية ثنائية القطب والتى تتغير فيها j بمقدار الوحدة .

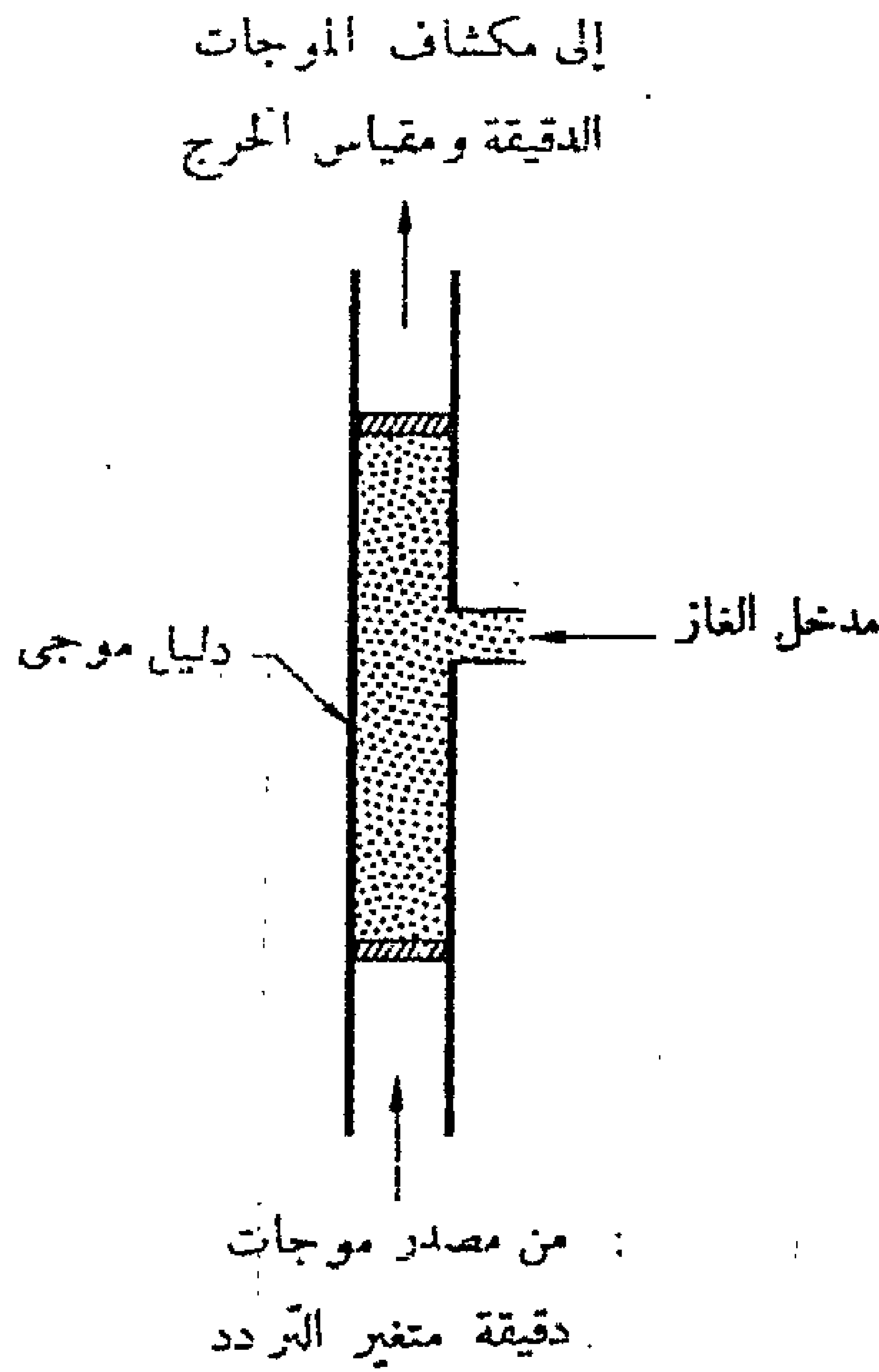
جدول ٣٩ ب الثابت الدورانى B_e لجزيئات مختارة ثنائية الذرات

r (Å)	B_e (Mc/sec)	الجزئ
1.76	10700	BrF
2.79	3800	KCl
2.94	2400	KBr
1.13	57900	$C^{12}O^{16}$
0.97	566000	OH
1.15	51100	NO

الثابت B (انظر شكل ٣٩ أ) يعبر عنه هنا بدلالة التردد المقابل $B_e = B/h = h/(8\pi^2 I)$ بالميجا سيكل لكل ثانية . العمود الثالث يعطى المسافة النووية البينية r .

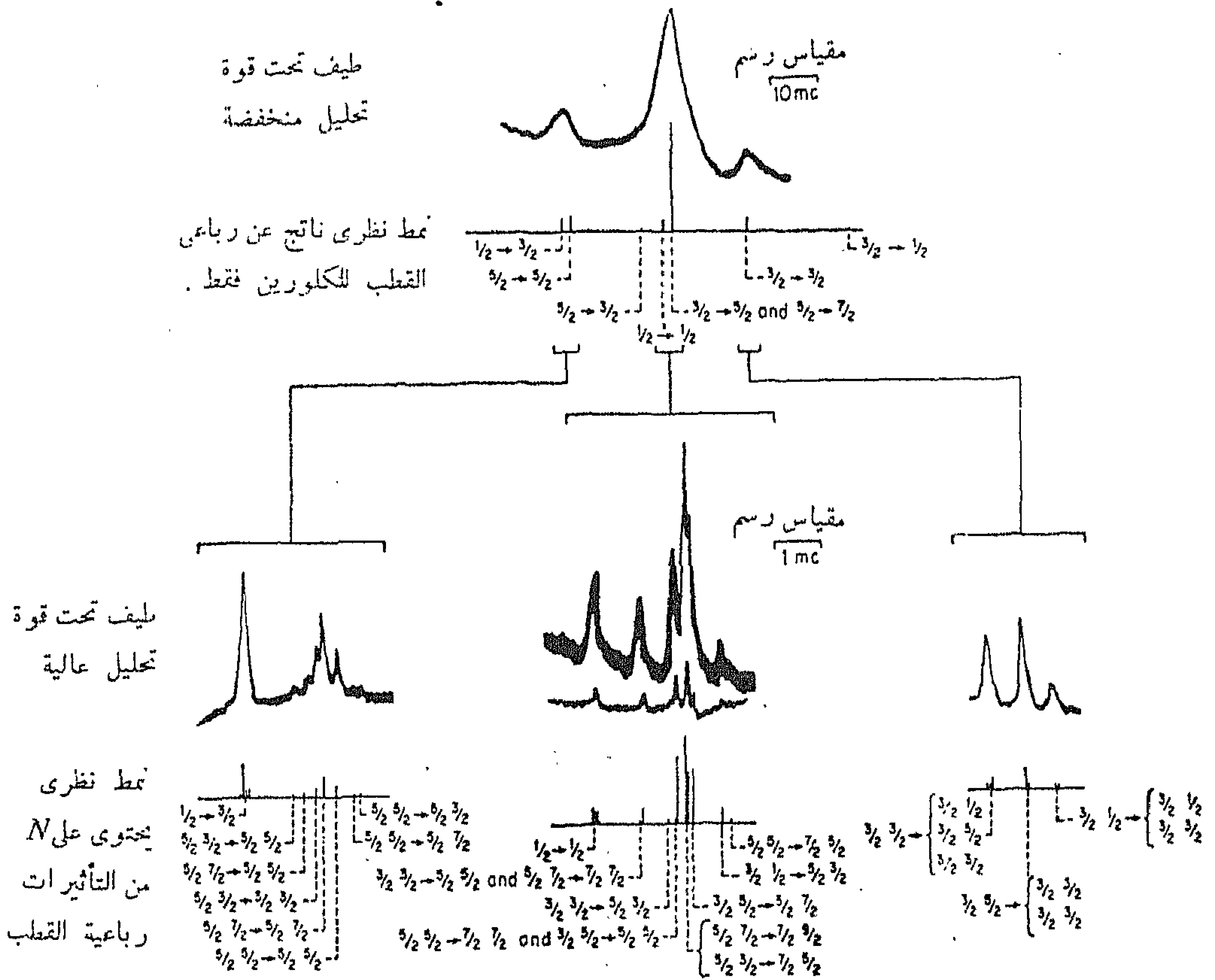
هنا ω_e هو التردد « النمطى » للانتقالات الإلكترونية ω_v هو التردد « النمطى » للانتقالات الاهتزازية و ω_r هو التردد « النمطى » للانتقالات الدورانية . كما نرى فإن تردد الانتقالات الدورانية أصغر بكثير جداً بالمقارنة بكل من الترددات الالكترونية والاهتزازية . تقع الترددات الدورانية في المنطقة تحت الحمراء البعيدة (الموجات الدقيقة) .

٤١ – الفكرة الأساسية في الشرح الكامل للأطياف الضوئية الشريطية المنبعثة بواسطة جزيئات هي الفكرة بأن كل جزئ يمتلك ثلاثة أنواع مختلفة للإثارة : **إثارات إلكترونية** تميز بواسطة التردد الإلكتروني ω_e ، **إثارات إهتزازية** تتميز بواسطة التردد ω_v ، و**إثارات دورانية** تتميز بواسطة التردد ω_r إذا ما بالغنا في تبسيط الموقف فيمكننا التخيل بأن لدينا ثلاثة أنظمة الطاقة مناظرة لثلاثة أنواع مختلفة من الإثارة . وإذن تكون طاقة الحالة المستقرة لجزئ عبارة عن حاصل جمع لثلاثة حدود : حد إلكترونى ،



شكل ٤١ أ. تمثيل بيانى لنظام يمكن استخدامه فى علم طيف الموجات الدقيقة . الجزيئات التى ستدرس تكون موجودة على هيئة غاز يملأ به جزء من مرشد موجى . تمر الإشعاعات (فى منطقة الموجات الدقيقة) من خلال المرشد الموجى ، وتقاس الكمية النافذة بواسطة مكشاف ومقياس الكمية الخارجة . يمتص الغاز إشعاعات الموجات الميكرونية عند الترددات الرنينية لجزئ ، ويمكن تعيين مواقع الترددات الرنينية بقياس الامتصاص كدالة للتردد .

نعنى بالتعبير « منطقة الموجات الدقيقة » منطقة الطول الموجى التى تمتد تقريباً بين 1mm و 1m .



شكل ٤١ ب. أطياف موجات دقيقة تحت قوة تحليل منخفضة ، وتحت قوة تحليل عالية ، مبينة للانتقال $J = 1$ إلى $J = 2$ فى الجزئ ثلاثى الذرة $Cl^{35}C^{12}N^{14}$ كما نرى فإن هذا « الخط » من الانتقالات الموجية الدقيقة يعرض تركيباً دقيقاً : يتكون من عدة مكونات متقاربة الانفصال . تردد القمة الوسطى هو 23883.30 megacycles / sec تبين المنحنيات المسننة ما يتم قياسه فعلياً : امتصاص قدرة الجلوجات الدقيقة كدالة للتردد .

يعطى الطيف السفلى صورة جيدة عن الدقة العالية التى يمكن التوصل إليها فى علم أطياف الموجات الدقيقة . لاحظ أيضاً جودة توافق التوقعات النظرية مع كل شئ مقاس .

يظهر هذا الشكل على صفحة ١٧١ من

C. H. Townes and A. L. Schawlow *Microwave Spectroscopy* (M Graw-Hill Book Co., New York, 1955).

انظر أيضاً

C. H. Townes, A. N. Holden and F. R. Merrit, «Microwave Spectra of Some Linear XYW Molecules», *Physical Review* 74, 1113 (1948).

(الشكل بالإذن من *Professor C. H. Townes, Berkely*).

حد اهتزازى وحد دورانى . وفى حالة حدوث انتقالات بين مستويات الطاقة المختلفة والمتاحة يشع أو يمتص الجزئ فوتونات . فى حالة انتقاله ضوئية تتغير الحالة الالكترونية (التنظيم الإلكترونى) للجزئ . وبصفة عامة تتغير الحالتان الاهتزازية والدورانية أيضاً فى نفس الوقت . وبذلك يكون عدد الترددات الانتقالية المتاحة كبيرة جداً . ويظهر فى الطيف شرائط مكونة من خطوط متقاربة للغاية (انظر شكل (٦ ب) ، فى الفصل الثالث لترى مثالا لذلك) .

من الممكن دراسة الأطياف الاهتزازية والدورانية على انفراد ، بمعنى ، دراسة الانتقالات التى لا تتغير فيها الحالة الإلكترونية للجزئ . بعد الحرب العالمية الثانية ظهرت طرق جديدة لمثل هذه الدراسة فأصبح علم طيف الموجات الميكروئية قائماً كفرع متمم لعلم الطيف الضوئى وهو الفرع الأقدم .

الأنظمة شبيهة — الهيدروجين

٤٢ – لنأخذ فى الأعتبار الآن مسألة ثلاثية الأبعاد ، بمعنى مسألة إيجاد مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين . حقيقة ، سوف لا تقوم بحل هذه المسألة فى هذا المقرر ، لكن سوف يكون مفيداً تدارس بعض أوجهها .

دعنا نأخذ فعلا فى الاعتبار مسألة أكثر عمومية إلى حد ما . جسيم ذو كتلة m وشحنة $-e$ ، يتحرك فى جهد المجال الكهرستاتيكى الناتج عن نواة ذات شحنة $+eZ$ سوف نفترض بأن النواة لا تتحرك ، لكنها تبقى ثابتة عند المركز . حقيقة تبقى النواة ثابتة فقط إذا ما كانت غير متناهية الثقل . ومع ذلك ، إذا ما كانت النسبة M/m للكتلة النووية M إلى كتلة الإلكترون m كبيرة جداً ، فيمكننا ، فى تقريب أولى ، بأن نعتبر النواة وكأنها غير متناهية فى الثقل ، معادلة شرودينجر غير المرتبطة زمنياً بالنسبة لمسألتنا تكون إذن على الصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\varphi(\mathbf{x}) - \frac{e^2Z}{x}\varphi(\mathbf{x}) = E\varphi(\mathbf{x}) \qquad (٤٢ \text{ أ})$$

حيث $x = |\mathbf{x}|$

٤٣ – دعنا ندخل المتغير المستقل الجديد $\mathbf{y}$ بواسطة العلاقة

$$\mathbf{x} = \frac{\hbar}{mc\alpha Z}\mathbf{y}, \qquad \text{where } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \qquad (٤٣ \text{ أ})$$

ودعنا ندخل أيضا « بارامتر طاقة » جديد λ بواسطة العلاقة

$$E = (\alpha Z)^2 mc^2 \lambda \qquad (٤٣ \text{ ب})$$

كما ندخل أيضا الدالة الموجية $f(\mathbf{y})$ والمعرفة بالعلاقة

$$\varphi(\mathbf{x}) = f(\mathbf{y}) \qquad (٤٣ \text{ ج})$$

بإعادة كتابة المعادلة التفاضلية (٤٢ أ) بدلالة متغيراتنا وبارامتراتنا الجديدة نحصل على

$$-\frac{1}{2}\nabla_y{}^2 f(y) - \frac{1}{y}f(y) = \lambda f(y) \qquad (٤٣ \text{ د})$$

حيث تمثل $\Delta_y{}^2$ معامل لابلاسى التفاضلى بالنسبة للمتغير y

المعادلة (٤٣ د) هى « الصورة اللابعدية » لمعادلة شرودينجر (٤٢ أ) . تكون لابعدية بمفهوم أن الثوابت الفيزيائية m ، e ، h ، C و Z لا يظهروا فيها . إذا ما تمكنا من حل (٤٣ د) فسوف نتمكن من إعادة المتغيرات القديمة باستخدام المعادلات من (٤٣ أ) إلى (٤٣ جـ) ومن الواضح أن المعادلتين (٤٣ د) و (٤٢ أ) متكافئتين تماماً .

٤٤ - نواجه إذن بالمسألة الرياضية الصرفة فى حل المعادلة (٤٣ د) . سوف لا نحل هذه المسألة ولكن نعطى النتائج فقط ، وهى كما يلى* :

I - لمعادلة شرودينجر (٤٣ د) حلول مكاملة - التربيع فقط فى حالة ما إذا كان البارامتر λ على الصورة

$$\lambda_n = -\frac{1}{2n^2} \qquad (٤٤ \text{ أ})$$

حيث n هو اى عدد صحيح موجب . يسمى هذا العدد الصحيح **بالعدد الكمى الأساسى** للذرة شبيهة الهيدروجين .

(يجب ألا نخلط ذلك مع العدد الكمى n الذى أدخل فى دراستنا المتذبذب الميكانيكى الكمى) .

II تبدأ المنطقة المتصلة عند $\lambda = 0$. يترتب على ذلك ، فى ضوء (٤٣ ب) ، بأن تتأين الذرة عند طاقة أعلى من $E = 0$

III بالنسبة لقيمة معينة من n و $\lambda = \lambda_n$ يكون للمعادلة التفاضلية (٤٣ د) عدد n^2 من حلول غير مرتبطة خطياً . يمكن تصنيف تلك الحلول بالاستعانة بالعدد الكمى l الذى يصف خواص التماثل الفراغى للدوال الموجية . على سبيل المثال ، كل الحلول التى لها $l = 0$ تكون كروية التماثل . يتراوح العدد الكمى l ما بين القيمتين 0 و $(n - 1)$ وبالنسبة لكل زوج (n, l) يكون للمعادلة $(2l + 1)$ من حلول غير مرتبطة خطياً مناظرة لترتيبات مختلفة للذرة . يمكن أن يعطى العدد الكمى l التفسير الفيزيائى بأنه مقياس لكمية التحرك الزاوية للذرة ، وعلى ذلك فيسمى **بالعدد الكمى لكمية التحرك المدارية***

---

* يتم تداول حل مسألة الهيدروجين بصورة طبيعية فى كل كتاب متقدم أو متوسط من كتب ميكانيكا الكم . قدمت لأول مرة بواسطة شرودينجر فى بحثه الأول عن الميكانيكا الموجية :

"Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, 361 (1926).

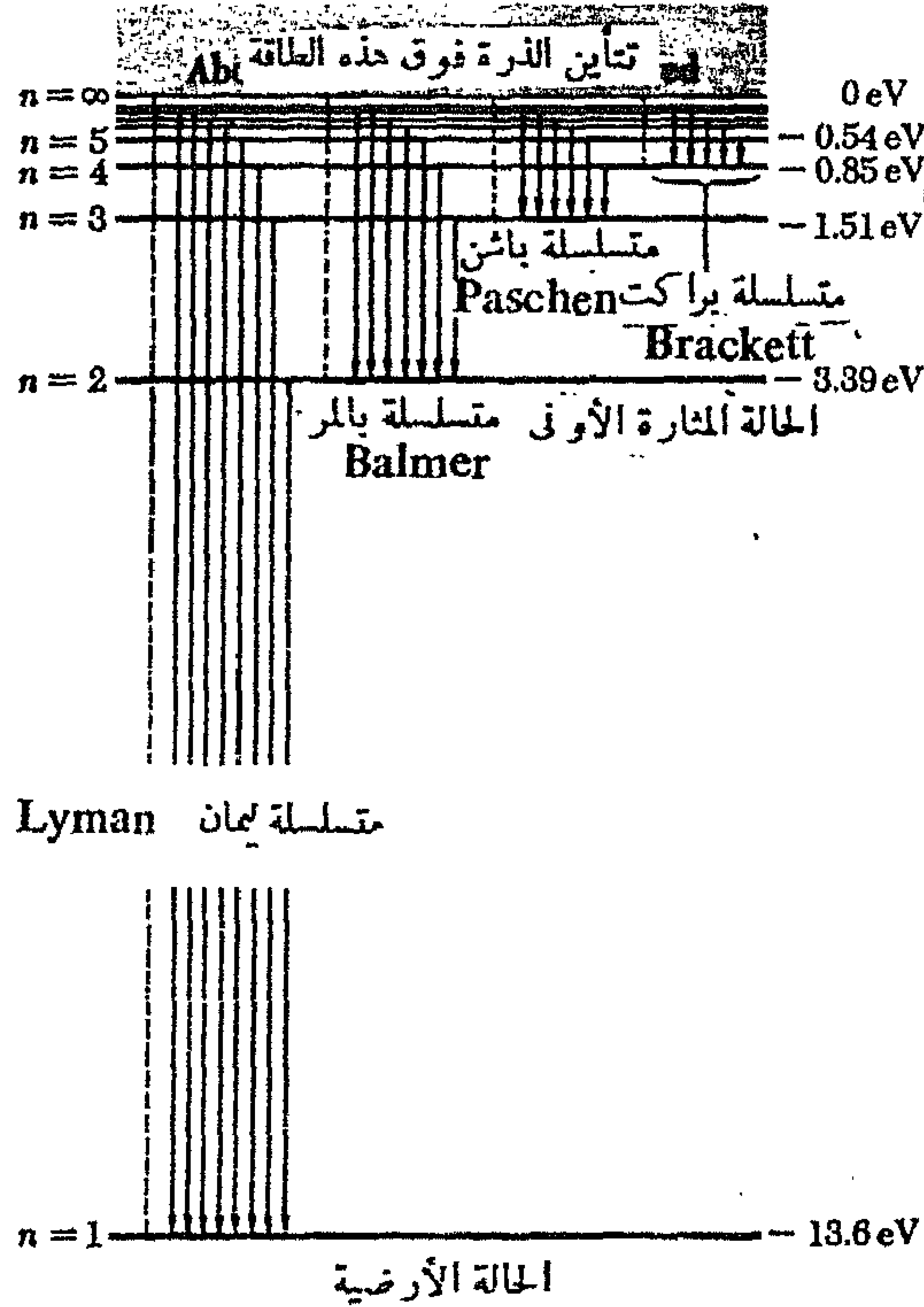
* قارن مع المناقشة فى البنود ٣٠ - ٣١ و ٥٤ ، من الفصل الثالث .

٤٥ – فى ضوء هذه الحقائق الرياضية يمكننا الاستخلاص بأن مستويات الطاقة المتاحة للذرة (فى حالتها المتأينة) تعطى بواسطة العلاقة

$$E_n = -\frac{1}{2}(\alpha Z)^2 mc^2 \left(\frac{1}{n^2}\right) \qquad (٤٥ أ)$$

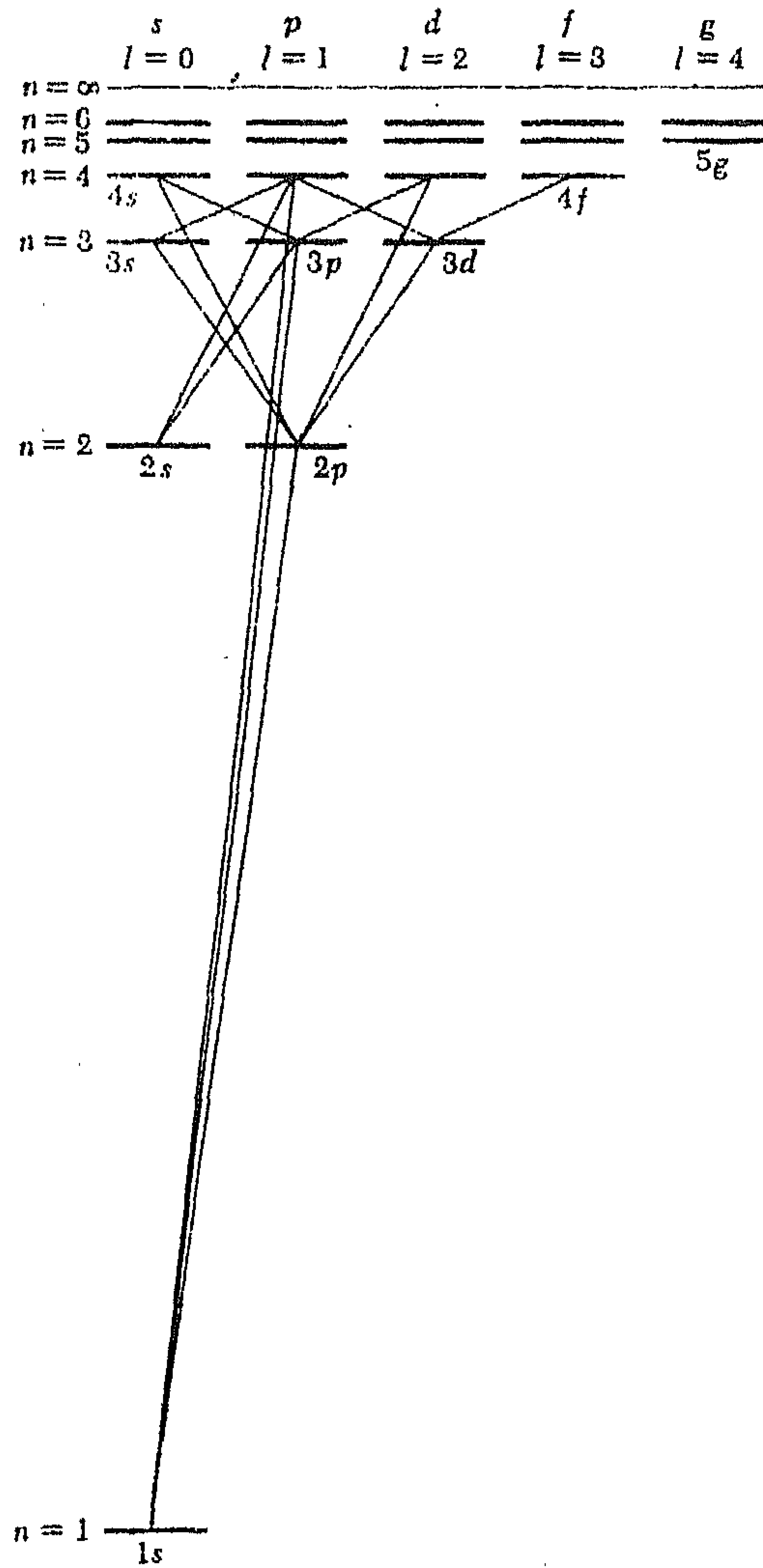
لإشباع حب الاستطلاع عند القارئ نرغب فى ذكر أحد الحلول الصريحة لمعادلة شرودينجر (٤٢ أ) ، بالتحديد الدالة الموجية للحالة الأرضية . فى هذه الحالة يكون لدينا $n = 1$ ، ويترتب على ذلك بأن تكون $l = 0$ ، الأمر الذى يعنى بأن الدالة الموجية كروية التماثل . تعطى الدالة الموجية بصراحة بواسطة العلاقة

$$\varphi_{10}(x) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0{}^3}} \exp\left(-\frac{xZ}{a_0}\right) \qquad (٤٥ ب)$$



شكل ٤٥ أ تخطيط الحدود لذرة الهيدروجين . إلى تقريب جيد جداً تعطى طاقة مستوى له عدد كمى أساسى n بواسطة العلاقة $E_n = -R_H/n^2$ حيث $R_H = (1 + m/M_p)^{-1}R_\infty = 13.5976$ eV .

تمثل الخطوط الرأسية انتقالات كهربائية ثنائية القطب متاحة . قسمت الانتقالات إلى أربع متسلسلات ، مسماة خلفاً لعلماء رواد فى مجال علم الطيف . تقع كل خطوط ليمان فى المنطقة فوق البنفسجية . وتقع خطوط بالمر فى المنطقة المرئية . انظر شكل ١ ب ، فصل ٣ . من أجل شكل طيف الهيدروجين المرئى ، ومن أجل أطوال موجات بعض خطوط بالمر .



شكل ٤٥ ب تخطيط الحدود لذرة شبيهة الهيدروجين . رتبت المستويات فى أعمدة تناظر القيم المختلفة من العدد الكمى لكمية التحرك الزاوية المدارية l يبين الشكل كل الانتقالات الكهربائية ثنائية القطب بين مستويات ذات عدد كمى أساسى أربعة أو أقل . يجب أن تتغير l فى مثل هذه الانتقالات بمقدار وحدة واحدة . لاحظ بأن الحالة $2S$ لا يمكن أن تتحلل عن طريق انتقال كهربى ثنائى القطب : المستوى يكون حالة شبه مستقرة .

يجب أن يقارن تخطيط الحدود بعاليه من تخطيطات الحدود للتلويات فى الأشكال ٢٨ أ و ٣٢ أ ، بالفصل الثالث . توجد تماثلات كثيرة .

حيث $a_0 = \hbar/(mc\alpha)$

قد يرغب القارئ فى التحقق بنفسه من أن الدالة الموجية $\varphi_{10}(\mathbf{x})$ تحقق المعادلة الموجية (٤٢ أ) ، وبأنها معايرة إلى الوحـدة ، الأمر الذى يعنى بأن التكامل على كل الفراغ لمربع الدالة الموجيه يساوى الوحدة .

٤٦ – تعتمد مناقشتنا إلى هذا الحد على الافتراض بأن النواة تبقى ساكنة عند المركز . يمكننا بسهولة تعميم مناقشتنا للوصول إلى الحالة التى تتحرك فيها النواة أيضاً . دع الكتلة النووية تساوى M ، وكتلة الالكترون تساوى m . الكتلة المختزلة μ لنظام النواة – الالكترون تعطى إذن بواسطة العلاقة

$$\mu = \frac{mM}{m+M} = m\left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-1} \qquad (٤٦ \text{ أ})$$

بما يتطابق مع مناقشتنا فى البند (٣٦) .

مسألة دراسة حركة جسيمين فى نظام مركز ثقلهما ، حيث يتحركان تحت تأثير قوة يحددها جهد يعتمد فقط على المسافة بين الجسيمين تكون مكافئة بالكامل لمسألة دراسة حركة جسيم (افتراضى) منفرد ، حاملا الكتلة المختزلة للنظام . هذا الجسيم يتحرك فى مجال جهد قوة ثابت . يمكن وصفه بواسطة الجهد الأصلى كدالة لبعد الانفصال بين الجسيمين . من أجل أخذ الحركة النووية فى الاعتبار يجب إذن أن نستبدل الكتلة m فى كل مكان فى صيغنا بواسطة الكتلة المختزلة μ . تعطى مستويات الطاقة للنظام بواسطة

$$E_n = -\frac{1}{2}(\alpha Z)^2 \mu c^2 \left(\frac{1}{n^2}\right) \qquad (٤٦ \text{ ب})$$

يمكننا أيضاً كتابة هذه العلاقة على الصورة

$$E_n = -\left(\frac{\mu}{m}\right) Z^2 R_\infty \left(\frac{1}{n^2}\right) \qquad (٤٦ \text{ جـ})$$

حيث R_∞ هو ثابت ريدبرج

$$R_\infty = \tfrac{1}{2}\alpha^2 mc^2 \cong 13.6 \text{ eV} \qquad (٤٦ \text{ د})$$

يجب أن نلاحظ على الفور بأنه فى حالة ذرة الهيدروجين (بالنسبة $m/M \cong 1/1836$) تكون الكتلة المختزلة قريبة جداً من كتلة الالكترون ، يمكننا أن نلاحظ من المعادلة (٤٦ أ) بأن الفرق فى هذه الحالة يكون تقريباً جزءاً من 2000 .

دعنا نذكر أيضاً بأن الكتلة المختزلة بالنسبة لذرة الديوتيريوم لا تكون مماثلة للكتلة المختزلة لذرة الهيدروجين ، ولهذا السبب يختلف طيف الديوتيريوم قليلا عن طيف الهيدروجين . (انظر المسألة ٧ ، من الفصل ٢) . ويمكن مشاهدة الفرق طيفياً بسهولة .

٤٨ – تصنف صيغنا (٤٦ جـ) مستويات الطاقة « للأنظمة شبيهة – الهيدروجين » بصفة عامة ، ونعنى بذلك أنظمة مترابطة مكونة من جسيمين بشحنتين متضادتين ، بشرط أن يكون الترابط بسبب

تجاذب كولوم بين الجسيمين فقط . يوضع $Z = 2$ فى (٤٦ جـ) نحصل على مستويات الطاقة للهليوم المفرد التأين ، وبوضع $Z = 3$ نحصل على مستويات الطاقة بالنسبة لذرة الليثيوم المزدوجة التأين . الكتل المختزلة الصحيحة التى تكون مقاربة جداً لكتلة الألكترون ، يمكن الحصول عليها من المعادلة (٤٦ أ) ، حيث ترمز M إلى كتلة نواة الهليوم ، أو نواة الليثيوم .

يطلق على الذرات التى يتم فيها استبدال إلكترون بواسطة ميون (ميزون - ميو) اسم الذرات الميونية . تتكون تلك الذرات عند ما يتم أسر ميون - سالب بواسطة مجال كولوم لنواة عند ما يبطئ الميون عند مروره خلال كتلة من المادة . دعنا نذكر أولا بأن نصف قطر بوهر «للذرة» يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة « الالكترون » . هذا يعنى بأن ذرة ميونية يجب أن تكون أصغر 200 مرة عن ذرة عادية ، وذلك لأن كتلة الميون حوالى 200 مره من كتلة الالكترون . افترض الآن بأنه يتم أسر الميون بواسطة ، مثلا ، ذرة ألومنيوم . من خلال انبعاث إشعاعات كهرمغناطيسية يؤول النظام بسرعة إلى حالة يكون فيها الميون قريباً جداً إلى نواة الألومنيوم : بمعنى أن باقة الميون الموجية تكون أكثر تركيزاً جداً حول النواة بالمقارنة مع باقة الالكترونات الموجية . يكون الميون مع نواة الألومنيوم إذن ذرة ميونية صغيرة بداخل « السحابة » الالكترونية ، ومن الواضح أن هذه الذرة الميونية تكون نظاماً شبيهاً بالهيدروجين .

كون ذرات ميونية تتكون بالفعل بالطريقة التى تم وصفها قد تم إثباته عملياً عن طريق مشاهدة الإشعاعات الكهرمغناطيسية المنبعثة بواسطة تلك « الذرات »* تقع تلك الإشعاعات عادة فى منطقة أشعة X ، ويمكن رؤية ذلك بتطبيق (٤٦ ب) : وتكون الكتلة المختزلة فى هذه الحالة مقاربة لكتلة الميون .

أحد العناوين الفرعية فى الفصل الخامس كان : « لا يوجد إلا ثابت بلانك واحد فقط » . نقرر هنا بأن البرهان العملى للتوقعات النظرية بالنسبة لمستويات طاقة الذرات الميونية يعتبر برهانا جيداً جداً لشمولية علاقة دى برولى .

٤٨ - دعنا نلخص دراستنا عن « الذرات » شبيهة الهيدروجين كما يلى . النظام يتكون من جسيمين ، أحدهما ذو شحنة $-e$ والآخر ذو شحنة $+eZ$ بدون الجزء المحل المفصل لمعادلة شرودينجر للجسيمين التى تصف النظام (والتى حتى لم نكتبها) ، يمكننا الاستخلاص بأن مستويات طاقاتها المتفرقة تعطى بواسطة العلاقة

$$E_n = (\alpha Z)^2 (\mu c^2) \lambda_n \qquad (٤٨ أ)$$

حيث μ هى الكتلة المختزلة ، α هو ثابت التركيب الدقيق ، وحيث الأعداد غير البعدية λ_n هم القيم المميزة المعرفة بمعادلة شرودينجر غير البعدية لجسيم الواحد (٤٣ د) ، الحصول على الأعداد λ_n يعتبر مسألة رياضية خالصة والتى تم تركها لمقرر لاحق ، وعلى الرغم من ذلك فلقد كشفنا عن أن تلك الأعداد تعطى حقيقة بواسطة العلاقة $\lambda_n = -1/(2n^2)$.

---

* † V. L. Fitch and J. Rainwater, "Studies of X-rays from Mu-Mesonic Atoms," *The Physical Review* 92, 789 (1953).

بعبارة أخرى : إذا ما علمنا بطيف الهيدروجين فإننا نعلم أيضاً عن طيف الديوتيريوم ، الهليوم المفرد التأين ، الليثيوم المزدوج التأمين ، وهى كل الذرات الميونية التى يرتبط فيها ميون واحد بواسطة المجال الكهرستاتى لأى نواة ، هذا كذلك لأننا تمكنا من التوصل إلى كيفية وجوب اعتماد مستويات الطاقة على البارامترات الفيزيائية وثيقة الصلة بالموضوع مثل العدد الشحنى Z ، وكتلتى الجسيمين . توضح مناقشتنا قدرة الدراسة البسيطة للأبعاد .

موضوع متقدم متغيرا موضع المكان وكمية التحرك نظرية شرود ينجر*

٤٩ ــ دعنا الآن نحاول ، فى نطاق نظرية شرودينجر البسيطة ، إيجاد الأشياء الرياضية التى تلعب فى ميكانيكا الكم دورى المتغيرين الكلاسيكيين موضع المكان وكمية التحرك .

دع $\psi(x, t)$ تمثل دالة شرودينجر الموجية ، والتى تكون معايرة إلى الوحدة ، فى الجزئين الحالى والتالى سوف نتدارس الدالة الموجية عند زمن ثابت t وعلى ذلك فيمكننا إبطال المتغير الزمنى ، وكتابة $\psi(x)$ للاختصار .

بما أن $|\psi(x)|^2$ تمثل كثافة الاحتمال والتى تعرف توزيع احتمال بالنسبة للمشاهد الفيزيائى x ، فيجب إذن أن يعطى متوسطى x و x^2 بواسطة

$$\mathrm{Av}\,(x) = \bar{x} = \langle\psi|x|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, x|\psi(x)|^2 \qquad (٤٩ \text{ أ})$$

$$\mathrm{Av}\,(x^2) = \langle\psi|x^2|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, x^2|\psi(x)|^2 \qquad (٤٩ \text{ ب})$$

نظام الرموز $\langle\psi|x|\psi\rangle$ ، والذى يقرأ « القيمة المتوقعة للمتغير x بالنسبة للحالة ψ » يستخدم بعمومية كثيراً فى ميكانيكا الكم .

الآن ، إذا ما رمز $\bar{x}$ إلى متوسط x فنعرف عدم التيقن فى x ، أو جذر متوسط مربعات حيود x بواسطة العلاقة

$$\Delta x = \sqrt{\mathrm{Av}\left((x - \bar{x})^2\right)} \qquad (٤٩ \text{ ج})$$

أو

$$(\Delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, (x - \bar{x})^2|\psi(x)|^2 = \mathrm{Av}\,(x^2) - 2\bar{x}\,\mathrm{Av}\,(x) + \bar{x}^2 \qquad (٤٩ \text{ د})$$

ويترتب على ذلك أن

$$(\Delta x)^2 = \mathrm{Av}\left((x - \bar{x})^2\right) = \mathrm{Av}\,(x^2) - [\mathrm{Av}\,(x)]^2 \qquad (٤٩ \text{ هـ})$$

---

* يمكن حذفه فى القراءة الأولى .

نلاحظ بأنه كلما ازداد تركيز الدالة الموجية $\psi(x)$ حلول موضع المكان المتوسط x ، كما قلت Δx. حالة يكون فيها موضع المكان معلوماً بالضبط ، بمعنى أن $\Delta x = 0$ بالنسبة لها لا يمكن تجسيدها فيزيائياً .

يحسب متوسط أى دالة للمتغير x على نمط الصيغتين (٤٩ أ) و (٤٩ ب) اللتين تعطيان متوسطى x و x^2 . على وجه الخصوص يكون متوسط طاقة الجهد

$$\text{Av}\,(E_{\text{pot}}) = \text{Av}\left(V(x)\right) = \langle\psi|\,V(x)\,|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\; V(x)\,|\psi(x)|^2 \qquad (\text{٤٩ و})$$

٥٠ – دعنا نفكر بحذر عن المعنى الحقيقى لما بعاليه . يجبرنا التفسير الأحتمالى لدالة شرودينجر على تعريف متوسط متغير موضع المكان x كما فى معادلة (٤٩ أ) . يسمح لنا إذن التكامل فى الطرف الأيمن من هذه المعادلة بإيجاد القيمة العددية لمتوسط متغير موضع المكان الميكانيكى الكمى x ، إذا ما أعطينا الدالة الموجيه التى تصف أى حالة خاصة للجسيم . لكن ما هى القيمة العددية « للمتغير الميكانيكى الكمى x نفسه » ؟ الإجابة هى أن أى متغير ميكانيكى كمى لا يكون له قيمة عددية : **تعرف فقط بدلالة طريقة يتم بواسطتها حساب متوسطها بالنسبة لأى دالة موجية معطاة .**

متغير موضع المكان x هو على وجه الخصوص متغير سهل فى نظرية شرودينجر ، وبالنسبة لهذا المتغير فإن المغزى الكامل للمبدأ الأساسى بأن المتغيرات الميكانيكية الكمية تعرف من خلال متوسطاتهم (بالنسبة لكل الحالات) لا يكون واضحاً بصورة فورية . الرمز x يوجد أيضاً لمتغير مستقل فى الدالة الموجيه ، وعلى ذلك فمن المحتمل ألا يؤثر فينا التعريف (٤٩ أ) بكونه متعمقاً على وجه الخصوص لكن خذ فى الاعتبار متغير كمية التحرك الميكانيكى الكمى (والذى سنرمز له بالرمز p) الرمز p ليس له وجود فى الدالة الموجية ، وفى ضوء هذا فمن المحتمل أن نتساءل للوهلة الأولى عما إذا كان متغير كمية التحرك موجوداً بالمرة . لوضع حد لهذا التساؤل فسوف نعرف متغير كمية التحرك الميكانيكى الكمى من خلال وصفة محددة بحيث يمكن حساب **متوسط** p بالنسبة لأى حالة معطاة . المشكلة الحقيقية هى إذن ما إذا كان يمكننا تعريف متوسط كمية التحرك بطريقة معقولة فيزيائياً .

٥١ – لتوجيه أنفسنا نأخذ فى الاعتبار أولا دالة موجية ، معايرة إلى الوحدة ، والتى تكون على مدى فترة كبيرة جداً على الشكل $\psi(x) = C\exp(ixp/\hbar)$ خارج هذه الفترة تتجه الدالة الموجية إلى الصفر . بالنسبة لموجة كهذه يجب أن يكون متوسط كمية التحرك قريباً جداً من $\overline{p}'$ ، ويمكننا كتابة $\psi(x) = C\exp(ix\overline{p}'/\hbar)$ فى الفترة المذكورة بعاليه يكون لدينا

$$-i\hbar\,\frac{\partial}{\partial x}\,\psi(x) = \overline{p}'\psi(x) \qquad (\text{٥١ أ})$$

وبما أن الدالة الموجية معايرة إلى الوحدة ، نحصل على

$$\overline{p}' \cong \int_{-\infty}^{\infty} dx\,\psi^*(x)\left(-i\hbar\,\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi(x) \qquad (\text{٥١ ب})$$

لقد افترضنا هنا أن غالبية الإسهام فى التكامل يأتى من المنطقة التى تتحقق فيها (٥١ أ) . بالنسبة لدالة موجية من النوع الخاص المأخوذ فى الاعتبار يمكننا إذن الحصول على متوسط كمية التحرك بتقييم التكامل (٥١ ب) . سوف نفترض الآن بأن هذا التكامل يعطى متوسط كمية التحرك بالضبط ، بالنسبة لكل الدوال الموجية (المعايرة) . وعلى ذلك نفترض أن

$$\operatorname{Av}(p) = \langle\psi|p|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi(x) \qquad (٥١ \text{ جـ})$$

وذلك بالنسبة لكل دالة موجية معايرة $\psi(x)$ هذا يعنى بأن متغير كمية التحرك يمثل فى نظرية شرودينجر بواسطة عامل تفاضلى يؤثر على الدالة الموجية الموجودة على يمينه فى التكامل بالمعادلة (٥١ جـ) بعبارة أخرى :

$$p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \qquad (٥١ \text{ د})$$

٥٢ – يمثل إذن مربع متغير كمية التحرك بواسطة العامل التفاضلى

$$p^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \qquad (٥٢ \text{ أ})$$

ويعطى متوسط مربع كمية التحرك بواسطة

$$\operatorname{Av}(p^2) = \langle\psi|p^2|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \psi^*(x) \left(-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \psi(x) \qquad (٥٢ \text{ ب})$$

بتماثل تام مع الصيغتين (٤٩ جـ) و (٤٩ هـ) نعرف عدم التيقن Δp فى المتغير p ، بواسطة المعادلتين

$$\Delta p = \sqrt{\operatorname{Av}\left((p-\bar{p})^2\right)} \qquad (٥٢ \text{ جـ})$$

$$(\Delta p)^2 = \operatorname{Av}\left((p-\bar{p})^2\right) = \operatorname{Av}(p^2) - [\operatorname{Av}(p)]^2 \qquad (٥٢ \text{ د})$$

حيث $\bar{p} = \operatorname{Av}(p)$

لاحظ بأن نفس الدراسة التى أدت بنا إلى تعريف متوسط كمية التحرك كما فى المعادلة (٥١ جـ) تنطبق على تعريف متوسط p^2 ، كما فى المعادلة (٥٢ ب) .

٥٣ – إذا ما نظرنا الآن إلى التعبيرات (٤٩ أ) ، (٤٩ ب) ، (٤٩ و) ، (٤٩ جـ) و (٤٩ ب) فإننا نكتشف عنصراً مشتركاً بينها : القيمة المتوسطة لمتغير ميكانيكى كى Q يعطى بواسطة تعبير على الصورة

$$\operatorname{Av}(Q) = \langle\psi|Q|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \psi^*(x) Q\, \psi(x) \qquad (٥٣ \text{ أ})$$

حيث Q إما أن يكون عاملا تفاضلياً يؤثر على الدالة الموجية الموجودة فى يمينه ، أو يكون فقط عبارة عن x ، أو x^2 أو دالة أخرى فى المتغير x . هذا هو فى الحقيقة المخطط العام الذى تعرف فى إطاره المتغيرات الميكانيكية الكمية (فى نظرية شرودينجر) : يعطى متوسط المتغير Q بواسطة تعبير مماثل للطرف الأيمن من المعادلة (٥٣ أ) حيث $\bar{Q}$ عامل خطى مناسب مؤثر على الدالة الموجية الموجودة على يمينه . (بالنسبة لمتغير موضع المكان يكون العامل الخطى ببساطة عبارة عن « عملية ضرب فى x » بالإضافة إلى ذلك : نحصل على متوسط Q^2 بإحلال Q^2 محل Q فى التكامل ، حيث $Q^2\psi(x)$ هو ما نحصل عليه إذا ما جعلنا Q يؤثر مرتين على $\psi(x)$.

٥٤ – نوضح تلك الأفكار من خلال أمثلة أخرى . دع كتلة الجسيم تساوى m توصف طاقة حركة الجسيم E_{kin} إذن بواسطة العامل التفاضلى

$$E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} \qquad (\text{٥٤ أ})$$

توصف الطاقة الكلية للجسيم بواسطة العامل H ، وهو عبارة عن حاصل جمع العاملين اللذين يصفان طاقتى الحركة والوضع للجسيم . فى نظريق شرودينجر يكون إذن عامل الطاقة H عبارة عن العامل التفاضلى :

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \qquad (\text{٥٤ ب})$$

فى تطابق مع مناقشتنا فى البند ١٠ من هذا الفصل .

٥٥ – يجب أن يلاحظ القارىء بأننا حتى البند ٥١ لم نكن واضحين فيما نعنى بكمية التحرك فى نظرية شرودينجر . طالما نتعامل مع دالة موجية من الشكل $\exp(ixp/h)$ يكون واضحاً أن p الموجودة فى الأس عبارة عن كمية التحرك . ومع ذلك ، فيجب علينا تعريف كمية التحرك بصفة عامة . بالنسبة لكل دوال شرودينجر (المعايرة) . وهذا ما قمنا به بالضبط من خلال العلاقتين (٥١ جـ) و (٥١ د) .

من المحتمل أن نتساءل عما إذا كان من الممكن تعريف كمية التحرك بطريقة مختلفة . يوضح الفحص الدقيق لهذه النقطة بأن تعريفنا فريد أساساً بمعنى أنه قد استوجب علينا ذلك بواسطة المتطلب بأن يكون لمتغير كمية التحرك المختار مفهوم فيزيائى معقول بما يتمشى مع مفهومنا عن كمية التحرك فى الفيزياء الكلاسيكية .

٥٦ – يمكن تدعيم الاقتناع بالتعريف (٥١ جـ) عن متوسط كمية التحرك تدعيما فائقاً بواسطة النظرية التالية عن ب . اهرنفست (P. Ehrenfest) ، والتى سوف نسردها هنا ، ولكن بدون برهان : *

---

* P. Ehrenfest, "Bemerkung über die angenäherte Gültigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantenmechanik," *Zeitschrift für Physik* 45, 455 (1927).

تحقق متوسطات المتغيرات الميكانيكية الكمية نفس معادلات الحركة مثل المتغيرات الكلاسيكية المناظرة فى الوصف الكلاسيكى المناظر . على وجه الخصوص تنطق هذه النظرية بالتالى :

$$\frac{d}{dt}\,\mathrm{Av}\,(x) = \frac{1}{m}\,\mathrm{Av}\,(p) \qquad (٥٦ أ)$$

$$\frac{d}{dt}\,\mathrm{Av}\,(p) = -\mathrm{Av}\left(\frac{dV(x)}{dx}\right) \qquad (٥٦ ب)$$

بشرط أن تحقق دالة سرت دينجر الموجية $\psi(x, yt)$ ، والتى يحسب بالنسبة لها المتوسطات بعاليه ، معادلة شرودينجر الموجية

$$H\psi(x,t) = i\hbar\,\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t} \qquad (٥٦ جـ)$$

حيث H هو العامل التفاضلى المعطى بواسطة المعادلة (٥٤ ب) .

تعتمد دالة شرودينجر الموجية $\psi(x, t)$ على الزمن t ، وهذا الاعتماد الزمنى يعبر عنه بواسطة معادلة شرودينجر (٥٦ جـ) . يترتب على ذلك أن متوسطى x و p سوف يعتمدان أيضاً على الزمن ، ومن الممكن أن نبين وجوب تحقق المعادلتين (٥٦ أ) و (٥٦ ب) . البرهان ليس صعباً بصفة خاصة . تجرى التفاضل بالنسبة للزمن داخل التكامل الذى يعرف المتوسط تحت التساؤل . نتخلص بعد ذلك من التفاضلين بالنسبة للزمن لـ ψ و ψ^* باستخدام معادلة شرودينجر (٥٦ جـ) وصورتها المترافقة المركبة . بإعادة ترتيب الحدود من خلال التكامل بالتجزئ نحصل على النتائج المذكورة فى المعادلتين (٥٦ أ) و (٥٦ ب) . من المحتمل أن يرغب القارئ المهتم عند هذه النقطة فى القيام بهذه العملية بالتفصيل : سوف لا نعطى براهين مفصلة لأنها رتيبة إلى حد ما **.

٥٧ — النظرية التى سردناها فى التو ، والتى يمكن تعميمها بدون صعوبة إلى الحالة الثلاثية الأبعاد ، هى ذات أهمية قصوى بالنسبة لاستيعابنا لمفهوم ميكانيكا الكم . تشرح هذه النظرية سبب إمكانية اعتبار الميكانيكا الكلاسيكية كحالة حدية لميكانيكا الكم كلما أصبح بالإمكانية إهمال عدم التيقن فى المتغيرات ، بمعنى الانتشار الإحصائى المعطى بالنسبة لميكانيكا الكم فى المتغيرات . نرغب بالطبع فى وجود هذا النوع من التناظر بين الميكانيكا الكلاسيكية والميكانيكا الكمية . والحقيقة بأن نظرية اهرنفست يمكن برهنتها بالنسبة لمتغير كية التحرك الذى اخترناه يدل بشدة على أن اختيارنا هذا هو الاختيار الصحيح .

أن الميكانيكا الكلاسيكية يجب أن تنشأ كحالة نهائية لميكانيكا الكم وهـذا هو جوهر ما يسمى بمبدأ التناظر لبوهر . وهذا مبدأ هام لأنه إذا ما كانت ميكانيكا الكم تقدم وصفاً شاملا فيجب أن تكون

** سوف يجد القارئ براهين فى E. Merzbacher, *Quantum Mechanics* (John Wiley and Sons, New York, 1961), p. 41, and L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, 3rd ed. (McGraw-Hill Book Co., New York, 1968), p. 28.

قادرة على تفسير كل الظواهر الفيزيائية . متضمنة كل الظواهر التي يمكن وصفها أيضاً كلاسيكياً . ومن الناحية التاريخية اتخذ مبدأ التناظر كرشد في التطور الأولى لميكانيكا الكم ، ويمكننا القول بأنه يضع قيداً على النظريات الجديدة الممكنة ، ولكن يجب ألا نفكر بأن هذا المبدأ يحدد تلك النظريات . ولا يمكن أن تكون هناك قواعد « للتكميم » ، بمعنى أنه لا يمكن أن تكون هناك توجيه للكيفية التي ننتقل بها من الوصف الكلاسيكي إلى وصف ميكانيكي كمي . وليس من المعقول القول : « من أجل الحصول على المعادلات (الميكانيكية الكمية) **الصحيحة** فمن الضروري أولا أن نقرر المعادلات (الكلاسيكية) **الخاطئة** ، وبعد ذلك نمر من المعادلات الخاطئة إلى المعادلات الصحيحة بعملية سحرية معينة . » بالأحرى يتم التوصل إلى المعادلات الفيزيائية الصحيحة عن طريق تخمين ذكي . مسترشدين بحقائق عملية معلومة ، وتوضع تلك التخمينات بعد ذلك تحت اختبارات معملية أخرى .

٥٨ – بالنسبة لأي متغير ميكانيكي كمي Q يمكن استخدام الكمية

$$\Delta Q = \sqrt{\mathrm{Av}\,(Q^2) - [\mathrm{Av}\,(Q)]^2} \qquad (\text{٥٨ أ})$$

محسوبة بالنسبة لدالة موجية معينة . كمقياس للدقة المعروف بها المتغير Q بالنسبة للحالة الموصوفة بهذه الدالة الموجية . يكون للمتغير Q قيمة محددة في حالة معينة إذا وفقط إذا ما كانت $\Delta Q = 0$ بالنسبة لهذه الحالة . كمثال لهذه الفكرة يمكننا ذكر أن متغير الطاقة H يكون معلوماً بالتحديد لكل حالة مستقرة : وتكون له القيمة E ، حيث E هي طاقة الحالة . بالنسبة لحالة غير مستقرة تكون $\Delta H > 0$

بصفة عامة تعتبر علاقة عدم التيقن قيداً على الدقة التي يمكن بها معرفة متغيرين مختلفين تزامنياً : تأخذ صورة متباينة تشمل ΔQ و $\Delta Q''$ بالنسبة للمتغيرين Q و Q'' . لدينا الآن تعريف دقيق لـ Δx ، كما هو معطى بواسطة المعادلة (٤٩ هـ) ، وأيضاً تعريف دقيق لـ Δp ، كما تعطيه المعادلة (٥٢ د) . يمكننا ، بدون عناء كثير ، إثبات علاقة عدم التيقن **الدقيقة** .

$$\Delta x\, \Delta p \geqq \frac{\hbar}{2} \qquad (\text{٥٨ ب})$$

بمعنى ، إثبات أن المتباينة (٥٨ ب) تتحقق بالنسبة لكل الدوال الموجية ، وأنه بالإضافة إلى ذلك يوجد بعض الدوال الموجية تتحقق بالنسبة لها (٥٨ ب) ولكن كمتساوية . سوف لا نقوم بهذه المهمة هنا وذلك لأننا لدينا بالفعل مفهوم كيفي جيد عن السبب في وجوب تحقق علاقة مثل (٥٨ ب) ، وهذا يعتبر كافياً بالنسبة لهذا المقرر .

مراجع لدراسة اضافية

١) لمعالجة إضافية لبعض المسائل البسيطة في نظرية شرودينجر نشير إلى القارئ على الكتب المذكورة في نهاية الفصل السابع (الفقرة الثانية) .

٢) مقدمة يمكن قراءتها عن التركيب الجزيئي وللأطياف الجزيئية تكون كتاب

2) G. M. Barrow : *The Structure of Molecules* (W. A. Benjamin, Inc., New York 1963).

المعالجة أولية ، واستعدادنا يكفى لقراءة هذا الكتاب كاملا .

٣) كتاب

3) F. O. Rice and E. Teller : *The Structure of Matter* (Science Editions, Inc., 1961).

مخصص كما يدل اسمه لمناقشة عامة عن تركيب المادة (من وجهة نظر أفكار ميكانيكية كمية) المناقشة أولية ، ويمكن قراءة هذا الكتاب بسهولة باستعدادتنا . قد يريد القارئ تكملة دراستنا بقراءة بعض الأجزاء المختارة من هذا الكتاب .

مســـــائل :

١ – (أ) خذ فى الاعتبار المسألة المحدد فيها جسيم لبئر جهد ذات حائطين غير متناهيين فى الارتفاع ، كما هو مبين فى شكل (٤ أ) . دعنا ندرس الدالة الموجية المعطاة بالعلاقة (٦ ب) . بالنسبة لـ $n = 17$ و $n'' = 18$ ارسم كثافة الاحتمال ، المعطاة بواسطة المعادلة (٦ جـ) ، بالنسبة للأزمنة الآتية $t = t_0$ ، $t = t_0/4$ ، $t = t_0/2$ ، $t = 3t/4$ و $t = t_0$ ، حيث $t_0 = 4ma^2 / 35\pi\hbar$ سوف نقترح عليك تلك الرسومات بأن الحركة دورية لجسيم جيئة وذهابا بين الحائطين . الزمن الدورى لهذه الحركة هو t_0

(ب) خذ فى الاعتبار حركة جسيم كلاسيكى ذى كتلة m وطاقة $E_c = ½ (E_{17} + E_{18})$ فى نفس بئر الجهد ، وقارن الزمن الدورى لهذه الحركة مع t_0 التى حصلنا عليها بعاليه .

(جـ) الباقة الموجية فى الجزء (أ) من هذه المسألة ليست بصفة خاصة محددة جيدا فى الحقيقة فإنها منتشرة على مدى حوالى نصف حجم البئر . لإنتاج باقة موجية حادة التحديد والتى تماثل الجسيم النقطى الكلاسيكى أكثر ، فإننا نحتاج إلى تراكم عدد كبير من الدوال المميزة . إذا ما كان موضع المكان ليصبح جيد التحديد ، فإن كمية التحرك ، وبناء على ذلك الطاقة ، سيكون ردئ التحديد . لاحظ الآن بأن طاقة المستوى رقم n تتناسب مع n^2 ، على حين أن الفاصل بين مستويين متقاربين يتناسب تقريباً مع n بالنسبة لباقة موجية ذات متوسط طاقة مرتفع يكون فى الإمكان إذن أن نحصل على تراكم من عدد كبير من الدوال المميزة بحيث يكون موضع المكان اللحظى للجسيم جيد التحديد إلى درجة معقولة ، وبحيث يكون الانتشار الجزئى فى الطاقة صغيراً أيضا . نتقابل هنا مع مثال آخر للمرور إلى الحد الكلاسيكى . يمكن لباقة موجية فى بئر جهد أن تسلك سلوك جسيم كلاسيكى بشرط أن يكون متوسط طاقتها مرتفع بالمقارنة مع طاقة الحالة الأرضية .

لا يمكننا هنا دراسة المرور إلى الحد الكلاسيكي بتفصيل كامل ، لكن دعنا ندرس فقط سمة واحدة من المشكلة . دع $n = n'$ و $n'' = n' + 1$ أوجد الزمن الدوري لحركة الباقة الممثلة بالتراكم (٦ ب) وقارن هذا الزمن الدوري مع الزمن الدوري لجسيم كلاسيكي يتحرك بطاقة E بحيث أن $E_{n+1} \geqq E \geqq E_n$ على وجه الخصوص ، ادرس الحالة الحدية عندما $n \to \infty$.

٢ – من أجل الجدل يقوم المؤلف بالإعلان التالى (ملهما ببعض محاولات « شرح ميكانيكا الكم فى بعض الكتابات العامة) . كثافة الاحتمال $P(x) = |\psi(x, t)|^2$ بالنسبة لحالة **مستقرة** ممثلة بالدالة الموجية $\psi(x, t)$ يمكن فهمها على أنها تمثل **المتوسط الزمنى** لكثافة الاحتمال لجسيم يتحرك كلاسيكياً فى الجهد ، بنفس طاقة الحالة المستقرة . بعبارة أخرى : يتحرك الجسيم **كلاسيكياً** ، لكن إذا ما أخذنا متوسط هذه الحركة بالنسبة للزمن الذى يكون طويلا بالمقارنة بالزمن الدورى الطبيعى للحركة ، فإننا نصل إلى كثافة الاحتمال $P(x)$ بالنسبة لجسيم يتحرك فى الأبعاد الثلاثة ، مثلا إلكترون فى ذرة الهيدروجين فيمكننا إعطاء تفسير مماثل للتربيع المطلق للدالة الموجية الممثلة لحالة المستقرة . ويتحرك الجسيم كلاسيكياً ، لكن أدواتنا القياسية بدائية جداً لتتبع تفاصيل الحركة ، وبناء على ذلك فإننا نشاهد بدلا من ذلك توزيعاً إحتمالياً للإلكترون فى الذرة . ويمكن تفهم ذلك على أنه ناشئ من أخذ متوسط الحركة الكلاسيكية على مدى طويل من الزمن .

سوف يلاحظ القارئ بأن هذا التصريح ، مفسر بطريقة حرفية ، يمكن رفضه فى الحال . وعلى ذلك فإن المؤلف يتراجع قليلا . وبدلا من ذلك فإنه يصرح بأنه على حين أن هذا التفسير لتربيع الدالة الموجية ليس صحيحاً بالضبط ، لكنه مع ذلك طريقة مفيدة جداً للتفكير فى الحركة الميكانيكية الكمية لجسيم : بصيرة حقيقية لما يدور ، بشرط فهمه بمفهوم تقريبى .

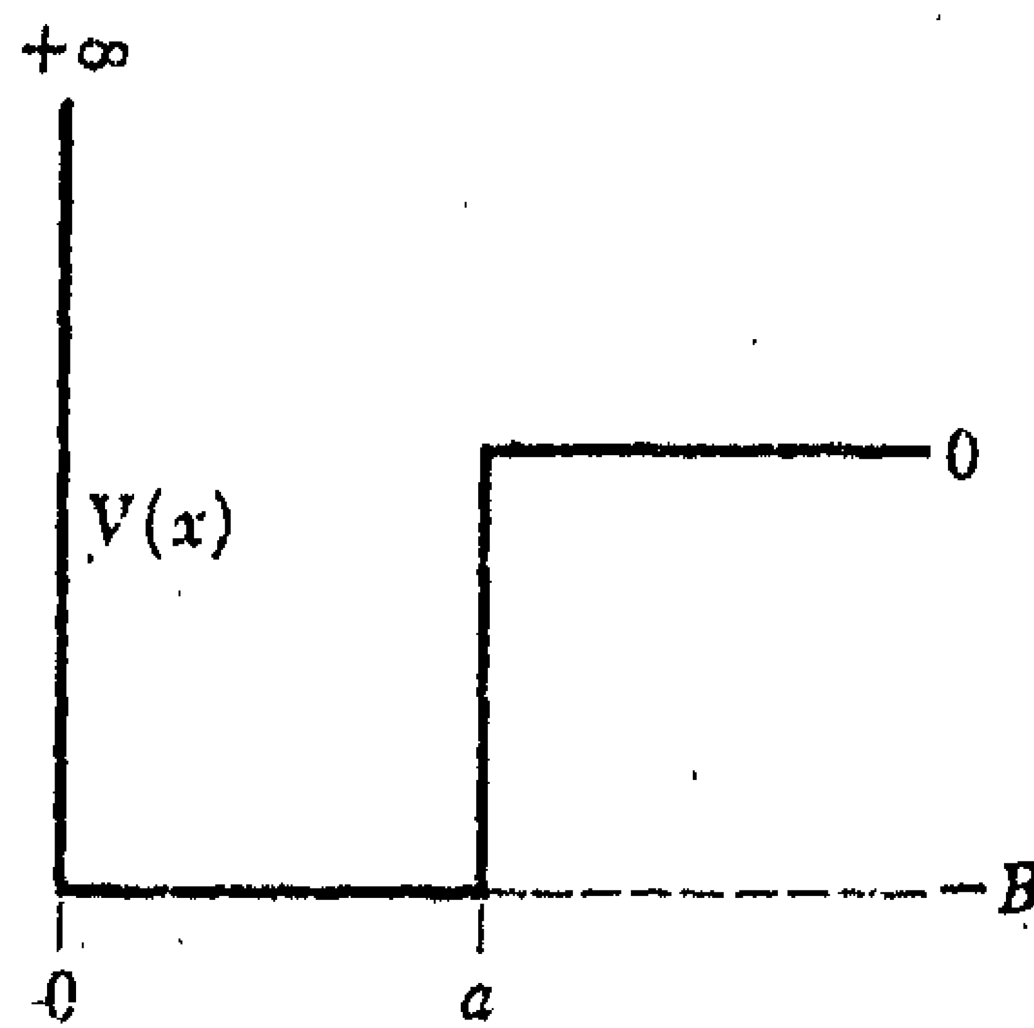
إنها مهمة القارئ فى أن يرفض تماماً تلك الأفكار – كلا من التصريح الأول السطحى والتصريح الثانى المعدل . للقيام بذلك يجب على القارئ أن يأخذ فى الاعتبار المناقشة التى فى بداية هذا الفصل ، وبالإضافة إلى ذلك ، مناقشتنا عن « تجارب الفتحة الضوئية المزدوجة » فى الفصلين الرابع والخامس .

٣ – يتراوح التكامل فى المعادلة (٢٢ أ) من $-a$ إلى $+a$ افترض بأننا نكامل بدلا من ذلك من $-\infty$ إلى $+\infty$. كيف يعتمد هذا التكامل على الزمن t ، وما قيمته عند $t = 0$ ؟

٤ – يجب أن نقنع أنفسنا بأنه ليس من الضرورة أن يؤدى جهد التجاذب إلى حالات مرتبطة . للقيام بذلك نأخذ فى الاعتبار المثال المحدد والمبين فى الشكل المصاحب للمسألة رقم ٥ . دع B يمثل عمق البئر ، ودع عرضه يساوى a ، ودع m تمثل كتلة الجسيم . بين بأنه إذا ما كان المقدار $G = a^2 Bm/\hbar^2$ أصغر من رقم معين G_0 ، فسوف لا تكون هناك إذن حالات مرتبطة ، على حين تكون هناك على الأقل حالة مرتبطة واحدة عندما تكون $G > G_0$. أوجد الثابت G_0 لاحظ بأن هذه الاعتبارات تنطبق فقط على بئر يكون فيه حائط واحد غير متناه الارتفاع . بالنسبة لبئر كالمبين فى شكل ٢٩ أ ، سوف تتواجد على الأقل حالة مرتبطة واحدة مهما كانت ضحالة البئر .

مسترشداً بهذا المثال ، قدم مجادلات عن السبب فى أن كل من الحالات الآتية تكون مهيأة لتواجد حالات مرتبطة : (أ) كتلة m كبيرة. (ب) بئر عميقة (جـ) بئر عريضة . وضح مجادلاتك ، التى يجب أن تعطى بالإشارة إلى جهد أكثر عمومية عن ذلك المبين فى شكل ١٩ أ ، بواسطة منحنيات مناسبة الرسم .

على أساس هذا المثال ، يمكننا فهم سبب عدم تكوين ذرتين دائماً لجزئ مستقر ، على الرغم من الحقيقة بأن القوى بين الذرات من الممكن أن تكون قوى تجاذب عند فواصل معينة بين الذرات . (إذا ما كانت القوة قوة تنافر فى كل مكان ، كما هو الحال فى بعض الأحيان ، فمن الطبيعى ألا يكون هناك أى حالات مقيدة) . من الممكن اعتبار الجهد المبين فى الشكل المصاحب لهذه المسألة كمثالية للجهد الجزيئى الأكثر واقعية والمبين فى شكل ٣٠ أ .



يشير هذا الشكل إلى المسألتين ٤ ، ٥ يمثل المنحنى المستمر فى المسألة رقم ٥ طاقة الوضع لنظام النيوترون – بروتون تبعاً لنموذج مبالغ فى تبسيطه ، وعلى الرغم من ذلك ، فإنه مفيد فى فهم بعض خواص الديوترون وبعض سمات استطارة النيوترون والبروتون عند الطاقات المنخفضة . يمثل المحور السينى الانفصال بين النيوترون والبروتون .

٥ – كنموذج بسيط أحادى البعد للديوترون (الذى هو حالة مرتبط لنيوترون وبروتون) دعنا نفترض بأن جهد النيوترون – بروتون يكون كما هو مبين فى الشكل المصاحب ، حيث $a = 1.85 \times 10^{-31}$cm و $B = 41.6$ MeV أوجد طاقة الترابط للديوترون فى هذا النموذج ، وقارنها مع القيمة العملية 2.21 MeV بالطبع فإن التطابق الجيد بين القيمتين لا يعتبر انتصاراً للنظرية وذلك لأن طاقة الترابط المقاسة قد تم استخدامها ، مع نتائج مقاسة أخرى ، فى إيجاد قيم معقولة لـ a و B . الجهد الذى نحن بصدده ليس واقعياً ، على الرغم من إعطائه لنا بصحة لبعض سمات التفاعل التبادلى للنيوترون والبروتون . مشكلة إيجاد شكل الجهد المؤثر عن طريق « المبادئ الأولية » لم تحل . لاحظ : الكتلة m هى الكتلة المختزلة لنظام البروتون– نيوترون .

٦ – نجد فى الطيف الاهتزازى لكلوريد الهيدروجين HCL أن خطوط الطيف هى فى الحقيقة عبارة عن خطوط مزدوجة متقاربة الانفصال . العضو ذو الطول الموجى القصير لهذه الخطوط المزدوجة له شدة حوالى ثلاثة أضعاف شدة العضو ذى الطول الموجى الكبير . بالنسبة للخطوط الموجودة فى مجاورة حوالى $5600\ cm^{-1}$ (أعداد موجية) يقاس الانفصال بين المركبتين ليكون حوالى $4\ cm^{-1}$ أعط شرحاً لهذه الظاهرة ، واستنبط الانفصال بين المركبتين نظرياً . اشرح أيضاً الشدتين النسبيتين لعضوى الخطوط المزدوجة .

٧ – فى دراسة الترددات المصاحبة للانتقالات الدورانية فى جزئ يود – كلور ، تم قياس الترددات الآتية (بالميجاسيكل لكل ثانية)

ICl^{35}	6980 mc	27,336 mc
ICl^{37}	6684 mc	26,181 mc

يشير الصف العلوى إلى الجزئ المحتوى على النظير Cl^{35} ، على حين يشير الصف السفلى إلى الجزئ الذى يحتوى على النظير Cl^{37} نواة اليود هى النظير $_{53}I^{127}$ فى كلا الجزيئين .

(ا) هل فى إمكانك شرح الترددات فى الصف السفلى ، إذا ما أعطيت الترددات فى الصف العلوى ؟

(ب) إذا ما حضرت العينة المستخدمة فى القياسات باستخدام الكلور الموجود طبيعياً ، فبالطبع سوف نشاهد الترددات الأربعة . هل فى إمكانك توقع النسبة بين شدتى الخطين فى الصف العلوى إلى شدتى الخطين المناظرة فى الصف السفلى ؟

(ج) خذ فى الاعتبار التأثير النظيرى بصفة عامة بالنسبة للمستويات الدورانية لجزئ ثنائى الذرات دع ω'_r تمثل تردد انتقال دورانى الجزئ تكون فيه الكتلتان النوويتان M'_1 و M'_2 ، ودع ω''_r تمثل التردد المناظر بالنسبة لجزئ مماثل كيميائياً ، والذى ، على الرغم من ذلك ، يكون مبنياً من نظيرين مختلفين ، يكون بالنسبة له الكتلتين النوويتين M''_1 و M''_2 يمكننا أيضاً ربط ω'_r إلى ω''_r بدون اللجوء إلى نظرية مفصلة عن الجزئ . بين أن النسبة بين الترددين تكون على الشكل

$$\frac{\omega'_r}{\omega''_r} = \left(\frac{M''_1 M''_2 (M'_1 + M'_2)}{M'_1 M'_2 (M''_1 + M''_2)}\right)^k$$

وعين الأس الصحيح k . يجب أن تقارن علاقتك بدقة مع العلاقة (٣٧ أ) ، والتى تصف التأثير النظيرى على الطيف الاهتزازى . الاعتماد على الكتل النظرية يكون مختلفاً فى الحالتين .

٨ – خذ فى الاعتبار بللورة « نمطية » ، مبنية من ذرات ذات وزن ذرى A . دع البللورة تكون على شكل مكعب ذى طول جانبى L . استنبط تقدير الرتبة عظم بالنسبة لـ (أ) أقل تردد(اهتزازى) توافق

للبللورة — (ب) أعلى تردد توافق للبللورة . اكتب نتائجك بحيث يكون اعتماد الترددات على الثوابت الأساسية التالية مبيناً بوضوح ، تلك الثوابت الأساسية هى α ، $\beta = m/M_p$ و h/mc^2 بالإضافة إلى الثابتين A و $N \sim L/a_0$ (حيث a_0 هو نصف قطر بوهر ، و M_p هى كتلة البروتون) (جـ) اعط بعض أمثلة عددية محددة التى تعطى فيها الترددات بالميجا سيكل / ثانية .

نوع النظير	$J=1\leftarrow 0,\ v=0$ ترددات دورانيه (Mc/sec)	B_e (Mc
$C^{12}O^{16}$	115 271.204±0.005	57 89
$C^{13}O^{16}$	110 201.370±0.008	55 3
$C^{12}O^{18}$	109 782.182±0.008	55
$C^{14}O^{16}$	105 871.110±0.004	53
$C^{13}O^{18}$	104 711.416±0.008	5
$C^{12}O^{17}$	112 359.276±0.060[b]	

ترددات دورانية مقاسة عملياً لجزيئات أول أكسيد الكربون ذات تركيبات نظيرية مختلفة . هذا الجزء مأخوذ من الجدول فى بحث لـ

B. Rosenblum, A. H. Nethercot, Jr., and C. H. Townes, «Isotopic mass raitios, magnetic moments and sign of electric dipole moment in CO», *The Physical Review* 109, 2228 (1958).

تعطى الأعداد المذكورة صور جيدة عن الدقة التى يمكن تحقيقها فى علم طيف الموجات الدقيقة .

القارئ الذى قام بحل المسألة رقم ٧ قد يرغب فى اختبار نتائجه بالمقارنة بالنتائج المعطاة فى الجدول بعاليه . التوافق سوف يكون جيداً ولكن ليس كاملا . نظريتنا ، التى يعتبر فيها الجزئ ثنائى الذرات متصلباً ، تمثل تبسيطاً فائقاً . يحتاج شرح الأرقام العملية بالدقة المعروفة بها إلى اتجاه نظرى متعمق .

٩ — ذكرنا فى البند ٥٠ من الفصل الثانى بأنه فى الإمكان ، من حيث المبدأ ، استنباط تعبير عن النسبة بين سرعة الصوت ، c_s ، فى بللورة إلى سرعة الضوء c ، بحيث يتم التعبير عن c_s/c بدلالة أربعة من الثوابت فقط : ثابت التركيب الدقيق $\alpha \cong 1/137$ نسبة كتلة الالكترون إلى البروتون $\beta = m/M_p$ الوزن الذرى A والعدد الذرى Z للذرات الموجودة التى فى البللوره . يعتبر استنباط تعبير دقيق عن c_s/c مشكلة لا يمكن اختراقها ، لكن من الممكن أن نعين تقديراً لرتبة العظم يكون واضحاً فيه اعتماد c_s/c الأساسى على α ، β و A استنبط العلاقة الخاصة بمثل هذا التقدير ، واختبر صيغتك لحالة النحاس . ($c_s = 4700 m/sec$ ، $A = 63.6$) .

١٠ — (أ) نلاحظ أنه بالنسبة للجهد $U(r)$ المبين فى شكل ٣٠ أ يتناقص الفاصل بين المستويات المتجاورة كلما تزايد العدد الكمى n اشرح بطريقة كيفية السبب فى ذلك .

ب) ارسم قطعاً مكافئاً يمثل الجهد بالنسبة لمتذبذب توافقى خالص . ارسم على نفس الشكل منحنى جهد آخرين ، متماثلين بالنسبة لنقطة الأصل ؛ يمثلان جهدين « متوافقين بالكاد » ، بحيث تكون المنحنيات الثلاثة متساوية فى نصف قطر الانحناء عند نقطة الأصل (= نهاية الجهد الصغرى) . يرسم هذان المنحنيان بحيث تتزايد الفواصل بين مستويات الطاقة المتجاورة مع زيادة العدد الكمى n بالنسبة للمنحنى الأول ، على حين **تتناقص** الفواصل بين مستويات الطاقة المتجاورة مع زيادة العدد الكمى n بالنسبة للمنحنى الثانى . ليس من الضرورى إيجاد المستويات بصراحة ، لكن يجب شرح السبب فى أن المنحنيين لهما الخواص المذكورة .

١١ – كما شرحنا فى البند ٤٧ يتم الحصول على مستويات الطاقة بالنسبة لذرة الليثيوم ثنائية التأين بواسطة قياس بسيط من مستويات الطاقة الخاصة بذرة الهليوم أحادية التأين ، ويكون عامل القياس هذا يعتبر كلا الأيونين أنظمة شبيهة بالهيدروجين ذات إلكترون نواحد . من أجل الجدل يريد المؤلف الآن أن يدعى بأن مستويات الطاقة الخاصة بذرة الليثيوم أحادية التأين يجب أن يتم الحصول عليها عن طريق قياس مماثل من مستويات الطاقة الخاصة بالهليوم المتعادل .وذلك لأن كلا النظامين عبارة عن أنظمة مزدوجة الإلكترونات ، ويختلفان فقط فى مقدار الشحنة النووية . بتعبير آخر ، يجب أن تكون النسبة بين الأطوال الموجية للخطوط الطيفية المناظرة ثابتة ، كما هو الحال بالنسبة لذرة الليثيوم ثنائية التأين وذرة الهيليوم أحادية التأين . ولكن ، عملياً فالوضع ليس كذلك ، فنجد أن تخطيطات الحدود لذرة الهليوم المتعادلة مشابهه تماماً لتخطيطات الحدود لذرة الليثيوم أحادية التأين ، لكن لا يتم الحصول على أحدهما من الآخر بواسطة قياس بسيط . اشرح بوضوح السبب فى نجاح مناظرات القياس البسيطة مع أنظمة الإلكترون الواحد وليس مع أنظمة الإلكترون .

١٢ – العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الهيدروجين هو 0.16×10^{-8} sec ما هو العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الهليوم أحادى التأين ؟

١٣ – بالرجوع إلى المسألة السابقة : ما هو العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الذرة الميونية التى تتكون عند أسر الميونات السالبة فى الألومنيوم ؟

١٤ – احسب الطول الموجى للفوتون المنبعث عندما يتم انتقال ذرة ألومنيوم ميونية من الحالة $3s$ إلى الحالة $2p$

١٥ – أوجد « نصف قطر بوهر » بالنسبة لـ أ (ذرة ألومنيوم ميونية ب) ذرة رصاص ميونية ، وقارنهما مع أنصاف الأقطار النووية . من المهم القيام بهذه المقارنة ، وذلك لأنه إذا كان « نصف قطر بوهر » يمكن مقارنته مع نصف القطر النووى فمن الواضح إذن أننا لا يمكننا اعتبار النواة وكأنها نقطة مشحونة بدون امتداد ، وهذا يعنى أن مستويات الطاقة للذرة الميونية الثقيلة تحيد بدرجة كبيرة عن التوقع (٤٦ ب) . أمكن التوصل إلى استنتاجات محددة عن توزيع الشحنة فى الأنوية ، وعن حجوم الأنوية من خلال المشاهدات المناجية لتلك الحيودات .

١٦ - * قم بمحاولة لإثبات نظرية اهرنفست المذكورة فى البند ٥٦ ، وذلك على النهج الموضح فى هذا البند . انظر البند ٥٠ ، من الفصل السابع ، من أجل إيحاءات فكرية إضافية .

١٧ - * (أ) طبق نظرية اهرنفست على حالة المتذبذب التوافقى الذى تعطى دالة جهـده بواسطة $V(x) = (K/2)x^2$ ، وأوجد المعادلتين التفاضلتين المحققتين بواسطة $\mathrm{Av}[x(t)]$ و $\mathrm{Av}[p(t)]$. حل هاتين المعادلتين وعبر عن $\mathrm{Av}[x(t)]$ بدلالة $\mathrm{Av}[x(0)]$ و $\mathrm{Av}[p(0)]$ قارن الحـل مع حل المسألة الكلاسيكية المناظرة .

(ب) بالنسبة لحالة مستقرة يكون $\mathrm{Av}[x(t)]=0$ ، ولكن بالنسبة لحالة غير مستقرة يكون $\mathrm{Av}[x(t)]$ بصفة عامة ، دالة الزمن تذبذبية غير صفرية . بالإبقاء على المناقشة بالبند ٢٧ فى الذهن ، قدم مجادلات قائمة على نتائجك فى الجزء (أ) من هذه المسألة ، بما معناه أن مستويات طاقة المتذبذب التوافقى يجب أن تكون متساوية الفاصل ، وبفاصل قدره $\hbar\sqrt{K/m}$. لاحظ أن مناقشتنا بالبند ٢٧ تدلنا فقط على أن الفاصل بين المستويات يجب أن يكون ثابتاً بالتقريب ، على الرغم من الواقع بأن الفاصل بين المستويات يكون ثابتاً بالضبط ومساوياً للمقدار $\hbar\sqrt{K/m}$.

١٨ - دعنا نأخذ فى الاعتبار جزيئاً ثنائى الذرة على هيئة « د مبلز » . ناقشنا الإثارات الدورانية لمثل هذا الجزئ فى البنود من ٣٨ إلى ٤٠ . دعنا نفترض بأن مركز شحنة الجزئ لا يتطابق مع مركزه الكتلى . إذن ، سوف يكون لجزئ عزم ثنائى القطب الكهربى ، ونتوقع كلاسيكياً بأن يبعث الجزئ إشعاعات كهرمغناطيسية دورانية يكون ترددها مساوياً للسرعة الزاوية الكلاسيكية ω_α .

تعطى مستويات طاقة الجزئ تبعاً لميكانيكا الكم بواسطة المعادلة (٣٩ جـ) . ومن المعقول افتراض أن العدد الكمى j يتغير بوحدة واحدة إذا مابعث الجزئ ، أو امتص ، إشعاعات ثنائى القطب الكهربى . عبر عن تردد الإشعاعات المنبعثة بدلالة العدد الكمى j والخاص بكمية التحرك الزاوية للحالة الأولية للجزئ ، وقارن النتيجة مع الصيغة الكلاسيكية المستنبطة . من المحتم أننا نقترب من « الحد الكلاسيكى » بالنسبة للقيم الكبيرة للعدد الكمى j . فهل هذا هو الواقع بالفعل ؟

---

* تشير هذه المسائل إلى موضوع متقدم .

الفصل التاسع

الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

الفصل التاسع

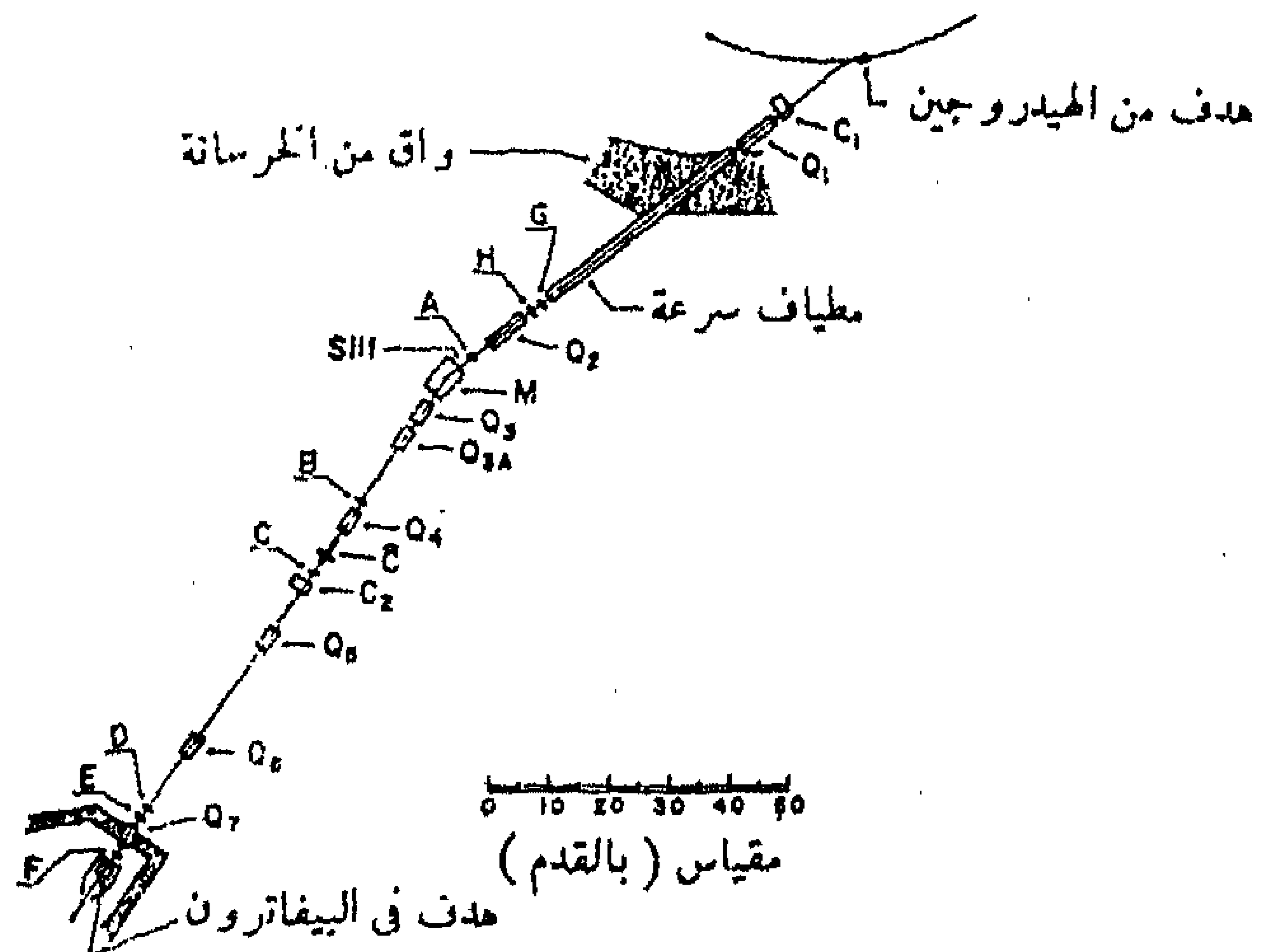
الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

العمليات التصادمية والصورة الموجبة

١ – نريد فى فصلنا الأخير مناقشة بعض مظاهر أعمق مسائل فيزياء اليوم وأكثرها استحواذاً للاهتمام ، والتى تتعلق بالجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية . نواجه فى هذا الحقل من الفيزياء مجموعة من المشاكل التى لا نملك لها حلولا فى الوقت الحاضر . ونرغب فى أن تكون لدينا نظرية نتمكن بدلالتها تفهم سبب وجود الجسيمات الأولية المختلفة والسبب فى امتلاكها لخصائصها . بمعنى آخر ، نتمنى إمكانية إقرار بعض المبادئ الأساسية نتمكن بدلالتها شرح الكم الهائل من الظواهر التى تمت مشاهدتها . هل نحن محقون فى هذا الأمل ؟ بالتأكيد لا ، وذلك على أى أساس منطقى . من المحتمل بأننا محكوم علينا بالعيش مع نظريات ظواهرية تلخص الحقائق التجريبية بطريقة أكثر تركيزاً عما تعطيه مجموعة من الجداول والمنحنيات ، لكنها مع ذلك تفتقد الشمولية ، وسهولة وجمال التصور اللذين يجب رؤيتهما فى نظرية أساسية . يشعر المؤلف بأنه ليس من المستحب توقع هذا الاحتمال . يفضل المؤلف الاعتقاد بأنه من ناحية تكون الأشياء فى النهاية بسيطة ويجد بعض التشجيع من خلال التطور التاريخى للفيزياء . اتسمت الفيزياء كهيكل معلومات بمعدل سريع جداً ، وكمية المعلومات التى نمتلكها الآن عن ظواهر تفصيلية تدعو إلى الدهشة . لكن ، ما هو أكثر مدعاة للدهشة ، هو إمكانيتنا فى توضيح التفاصيل بالاتفاق الذى نقوم به ، وذلك بدلالة نظريات بسيطة . ولا يعنى المؤلف بقوله هذا بأن الفيزياء النظرية موضوع تافه ، ولكنه يشعر أن المبادئ الأساسية التى ترتكز عليها نظرياتنا (كما يتم تفهمها حالياً) تتميز بسهولة تصورية تدعو إلى الدهشة إلى حد كبير . وكما ذكرنا من قبل لا توجد حالياً نظرية شاملة سهلة عن الجسيمات الأولية . وسوف نحاول فى هذا الفصل أن نعطى القارئ بعض التصور عن المحاولات التى تمت وعن المواقف والمشاكل التى نصادفها فى هذا الحقل من الفيزياء .

٢ – جملة معلوماتنا عن الجسيمات الأولية مستقاة عن طريق تجارب التصادم . وعلى ذلك فإنه من المناسب أن نذكر شيئاً عن تفسير تلك التجارب . فى تجربة من تجارب التصادم . تسقط حزمة من جسيمات من النوع A آتية عن طريق معجل على هدف من جسيمات من النوع B (قد يكون الهدف جسما صلباً أو سائلا أو على الصورة الغازية) . نلاحظ الجسيمات الناتجة عن كل تصادم لجسيم A مع جسيم B . نسمى التصادم مرناً إذا لم تنتج جسيمات جديدة فى التصادم : يتطاير الجسيم A بواسطة الجسيم B فقط . إذا ما نتجت جسيمات أخرى فإننا نتكلم فى هذه الحالة عن عملية غير مرنة .

يعبر عن النتائج المشاهدة بصفة عامة بدلالة مساحات مقاطع مستعرضة مختلفة . دعنا أولا نأخذ فى الاعتبار أسهلها ، أى مساحة المقطع المستعرض الكلية . نرمز لتلك الكمية بالرمز σ_T. لتعريف σ_T عملياً



شكل ٢ أ مخطط عام لتجربة لقياس مقاطع مستعرضة مختلفة لاستطارة البروتون المضاد مع البروتون استطارة مرنة وغير مرنة . تخرج البروتونات المضادة من الهدف فى المعجل (اليمين الأعلى) ويتم حرفها وتركيزها على هدف من الهيدروجين السائل (اليسار السفلى) C_1 ، C_2 و M عبارة عن مغناطيسات حارفة . Q_1 إلى Q_7 عبارة عن مغناطيسيات تركيز . A إلى H عبارة عن عدادات وميضية . C عبارة عن عداد شيرينكوف . يتم مشاهدة الأحداث الجارية فى هدف الهيدروجين السائل عن طريق عدادات محيطة بالهدف . (تلك العدادات غير مبينة فى الشكل) . الغرض من هذا الترتيب المعقد إلى حد ما من العدادات والمغناطيسات هو لتحديد حزمة البروتونات المضادة وللتفرقة ضد أحداث فى الهدف نتيجة لجسيمات غير البروتونات المضادة . أجريت القياسات عند طاقات بروتونات مضادة 1.0 , 1.25 و 2.0 BeV

هذا التوضيح مأخوذ من :

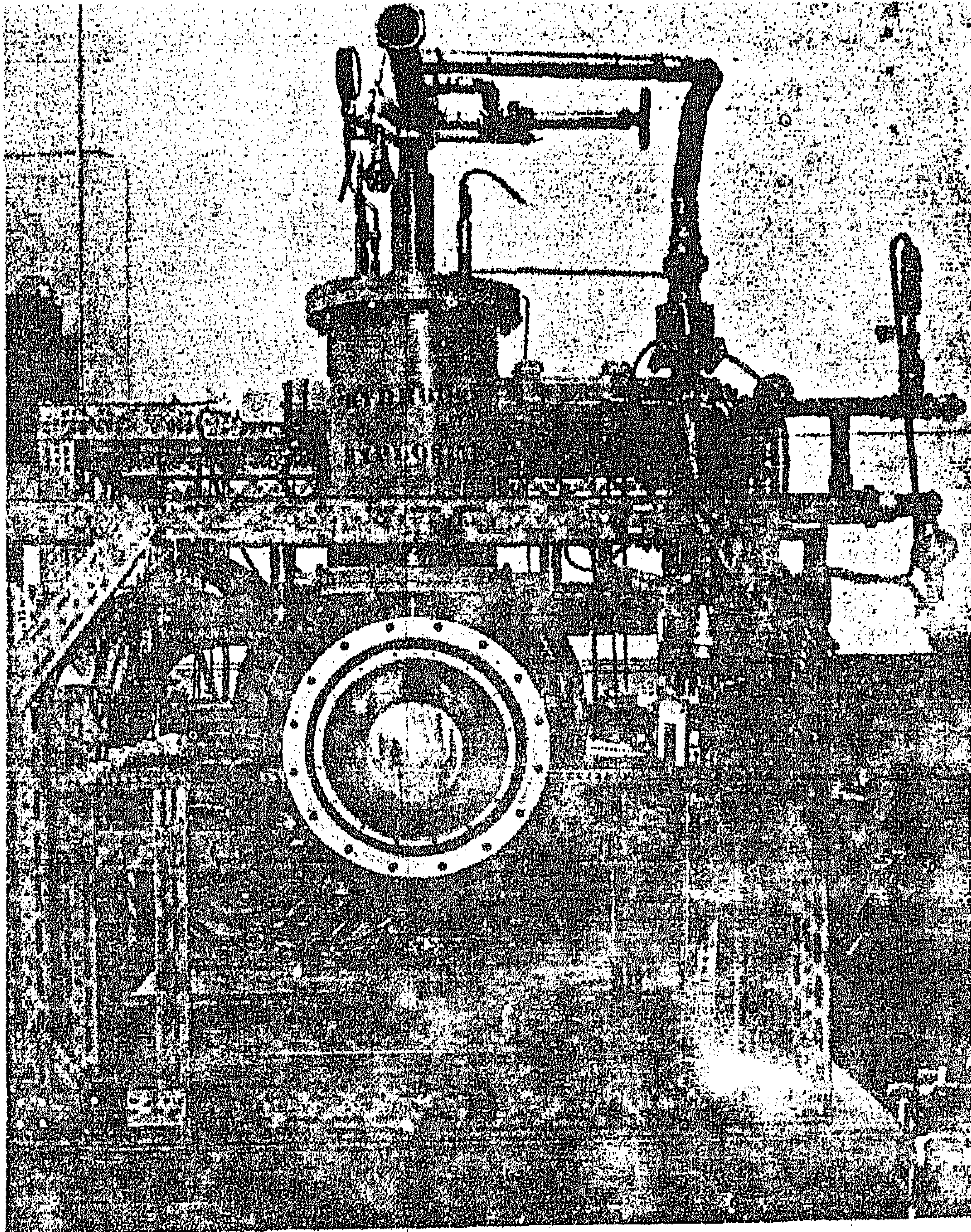
R. Armenteros et al., «Antiproton-Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV», *The Physical Review* 119, 2068 (1960).

يجب الرجوع إلى هذا المقال من أجل تفاصيل أكثر . من أجل النتائج ، انظر شكل (٥ أ) فى هذا الفصل . (بإذن من *The Physiel Review*) .

تخيل بأن الهدف عبارة عن طبقة مستوية رقيقة جداً من جسيمات B الموزعة عشوائياً . دع الكثافة المنتظمة (فى المتوسط) للجسيمات فى الطبقة الرقيقة تكون n من الجسيمات لكل وحدة مساحات . تعرف مساحة المقطع الكلية إذن بواسطة

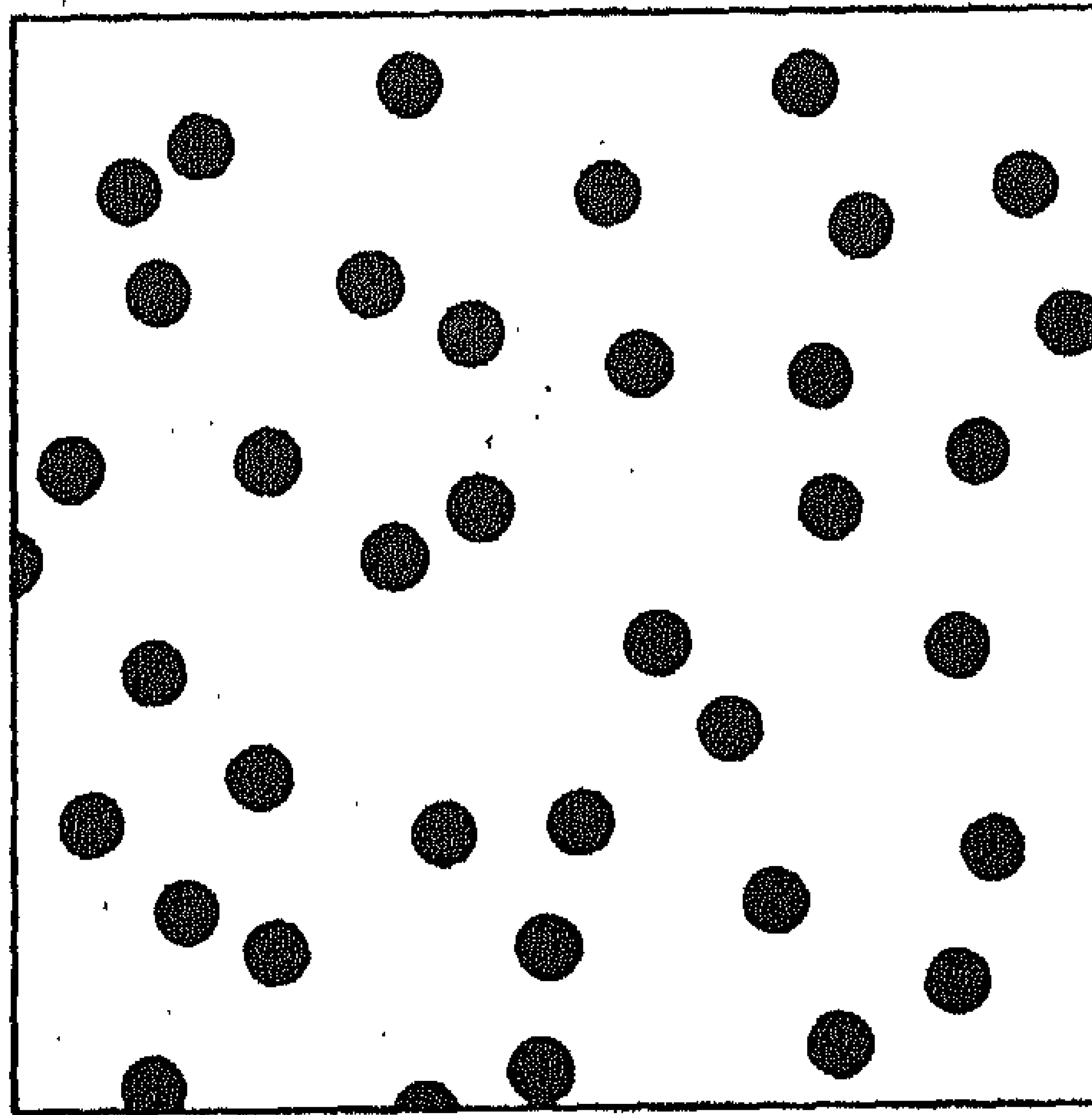
$$\sigma_T = \frac{P}{n} \qquad (٢ أ)$$

حيث P هو الاحتمال بأن جسيما من النوع A يسقط عمودياً على الطبقة الرقيقة يتعرض لبعض التفاعلات البينية مع أحد الجسيمات من النوع B بحيث ينتقص من الحزمة الساقطة . من الضرورى بالنسبة لهذا التعريف أن تكون الطبقة رقيقة إلى درجة كافية بحيث يكون الاحتمال المشاهد P صغيراً بالمقارنة مع الوحدة (سوف نعقب على هذه النقطة فى البند الرابع) .



شكل ٢ ب صورة لهدف الهيدروجين السائل المستخدم فى التجربة المبينة فى شكل ٢ أ . الهيدروجين موجود فى المحتوى الموجود عند مركز الجهاز . تسقط البروتونات المضادة عمودياً على مستوى الصورة .
(الصورة بإذن من Lawrence Radiation Laboratory, Beneley)

٣ – من الممكن أن نفكر عن مساحة المقطع المستعرض الكلية بدلالة النموذج التالى . يخصص لكل جسيم B قرص دائرى بمساحة σ_T . تنظم الأقراص عمودياً بالنسبة لحزمة الجسيمات الساقطة من النوع A ، ونتخيل بأن لديهم الخاصية بأنه إذا ما اصطدم جسيم من النوع A مع قرص من الأقراص فإنه ينتقص من الحزمة ، على حين أن الجسيم A لا يتأثر إذا لم يصب الأقراص . مرة أخرى اعتبر هدفنا الذى يتكون من طبقة رقيقة تحتوى على n من الجسيمات من النوع B لكل وحدة مساحة . المساحة الكلية المغطاة بواسطة الأقراص المحتواة فى منطقة ذات مساحة قدرها F تساوى $nF\sigma_T$ هذا يعنى بأن جزءاً مساحته $n\sigma_T$ من الرقيقة يكون « معتماً » وأن جزءاً $(1 - n\sigma_T)$ يكون « شفافاً » . وعلى ذلك فاحتمال أن ينتقص جسيم من النوع A من الحزمة الساقطة يكون $P = n\sigma_T$. وعلى ذلك يمكن تفسير العلاقة (٢ أ) بهذه الطريقة ، لكن القارئ يجب أن يفهم بأن الأقراص المعتمة توجد فقط فى خيالنا . والمقطع المستعرض هو مقياس مناسب جداً لميل الجسيمين A ، B للتفاعل البيني مع بعضهما البعض ولكن لا يجب تصورها على أنها ترمز إلى خواص هندسية لأى من الجسيمين .



شكل ٣ أ يمكننا التعبير عن الفعالية التى تقوم بها الجسيمات B (فى الهدف) باستقطاع جسيمات من النوع A من الحزمة الساقطة وذلك بقدر مقطع مستعرض كلى σ_T سترفق مع كل جسيم من النوع B قرصاً دائرياً مساحته σ_T ، بحيث يتفاعل جسيم من النوع A (مع تخلية على شكل نقطة) بينياً مع الجسيم من النوع B فقط إذا ما أصاب القرص . ويبين الشكل عاليه الأقراص الخيالية وذلك بالنسبة لطبقة رقيقة جداً من جسيمات من النوع B . إذا ما كان هناك n من الجسيمات من النوع B فى وحدة المساحة فتكون المساحة الكلية « المغلقة » ضمن وحدة المساحة هى $n\sigma_T$. احتمال مرور جسيم من النوع A من خلال الطبقة يكون $(1 - n\sigma_T)$ تبعاً لذلك . بالطبع يجب ألا يؤخذ الشكل بعاليه حرفياً ، فالجسيمات من النوع B ليست فى الحقيقة أقراصاً أو كرات .

٤ – دعنا نعتبر تعميم العلاقة (٢ أ) لحالة التي لا تكون فيها طبقة الهدف بالضرورة رقيقة . دع $P(n)$ يمثل الاحتمال بأن جسيما من النوع A ينتقص من الحزمة إذا ما ضربت طبقة من الجسيمات B موزعة بتجانس بكثافة سطحية عمودية n إذن يكون المقدار $T(n) = 1 - P(n)$ هو احتمال النفاذ من خلال الطبقة . افترض بأننا نضع طبقة ذات كثافة سطحية عمودية n_1 خلف طبقة أخرى ذات كثافة سطحية عمودية n_2 الكثافة السطحية للطبقة المزدوجة تكون إذن $(n_1 + n_2)$. من الواضح أن احتمال مرور جسيم من خلال كلا الطبقتين يعطى بواسطة

$$T(n_1 + n_2) = T(n_1)T(n_2) \qquad (٤ أ)$$

يجب أن تتحقق هذه المعادلة بالنسبة لكل الأرقام الحقيقية الموجبة n_1 و n_2 الحل العام لها عبارة عن

$$T(n) = \exp(-Cn) \qquad (٤ ب)$$

حيث C ثابت حقيقى . نحصل إذن على

$$P(n) = 1 - \exp(-Cn) \qquad (٤ جـ)$$

لاحظ الآن بأن

$$\lim_{n\to 0} \frac{P(n)}{n} = C \qquad (٤ د)$$

وإذا ما قورنت هذه العلاقة مع العلاقة (٢ أ) (المفروض تحققها عندما تكون n صغيرة جداً) نستنتج أن $C = \sigma_T$ ، نحصل إذن على

$$P(n) = 1 - \exp(-n\sigma_T), \qquad T(n) = \exp(-n\sigma_T) \qquad (٤ هـ)$$

كما نرى فإن شدة الحزمة النافذة تتضاءل أسياً مع سمك الهدف . عملياً من الممكن أن تكون لدينا أهداف على هيئة شرائح رقيقة ذات سمك مختلف . لقياس مساحة المقطع المستعرض الكلية نجرى قياس توهن بسيط : نعين (باستخدام عدادات) النقصان الجزئى فى شدة الحزمة النافذة كدالة لسمك الرقيقة . تحسب مساحة المقطع المستعرض إذن باستخدام العلاقات (٤ هـ) .

٥ – بطريقة مماثلة نعرف أنواعاً أخرى من المقاطع المستعرضة على سبيل المثال ، يمكننا تخيل أن جسيما من النوع A يمكنه التفاعل مع جسيم من النوع B وينتج عن ذلك جسيم C وجسيم D :



$$\mathrm{A} + \mathrm{B} \rightarrow \mathrm{C} + \mathrm{D} \qquad (٥ أ)$$

تعرف إذن مساحة المقطع المستعرض $\sigma_{AB\to CD}$ للتفاعل بالنسبة لهذه العملية

$$\sigma_{AB\to CD} = \sigma_T P_{AB\to CD} \qquad (٥ ب)$$

حيث $P_{AB\to CD}$ هو احتمال حدوث التفاعل (٥ أ) عندما ينتقص جسيم من النوع A من الحزمة الساقطة من خلال تفاعل تبادلى مع جسيم من النوع B فى الهدف . دعنا نفترض بأن (٥ أ) هو التفاعل الوحيد ،

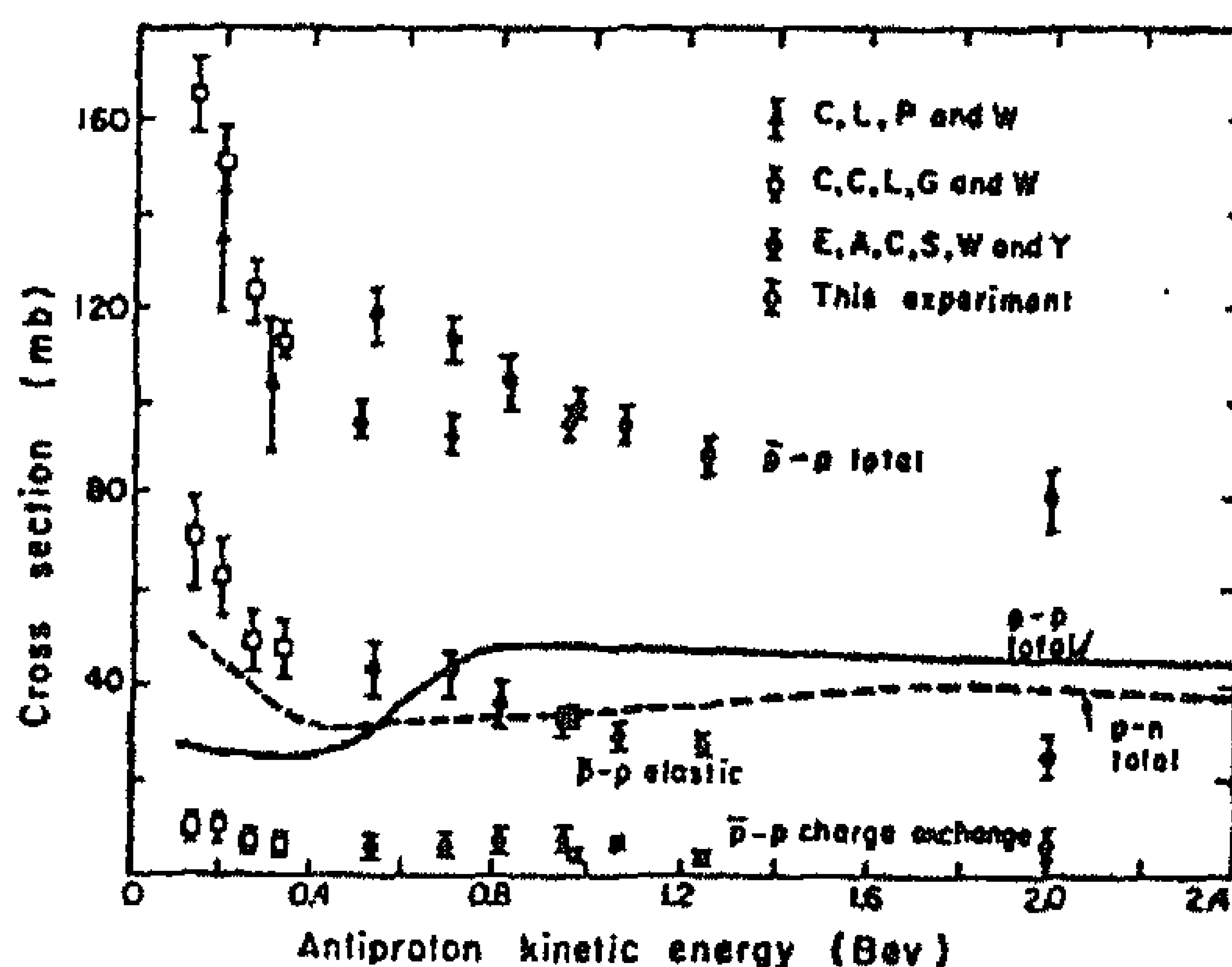
بمعنى ، أنها العملية الوحيدة غير المرنة الممكن حدوثها . على الرغم من ذلك ، فمن الممكن أن ينتزع جسيم من النوع A من الحزمة عن طريق تطاير مرن ، وفى هذه الحالة يبقى الجسيمان A و B بعد التصادم . تعرف مساحة المقطع المستعرض المرن σ_e بواسطة

$$\sigma_e = \sigma_T P_e \qquad (\text{٥ ج})$$

حيث P_e هو الاحتمال بأن يكون الحدث الذى ينتج عنه انتزاع جسيم من الحزمة الساقطة مرناً . تكون مساحات المقطع المستعرضة الثلاث على علاقة ببعضها البعض بواسطة

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_{AB \to CD} \qquad (\text{٥ د})$$

وذلك لأنه من الواضح أن لدينا $P_e + P_{AB \to CD} = 1$.



شكل ٥ أ منحنى يوضح المقاطع المستعرضة للبروتون المضاد مع البروتون كدالة لطاقة حركة البروتون المضاد . النقاط العملية الثلاث المميزة بواسطة الدوائر المفتوحة تم الحصول عليها فى التجربة المشروحة فى شكل ٢ أ . يوضح على نفس المنحنى مساحة المقطع المستعرض لتطاير البروتون مع البروتون وذلك على سبيل المقارنة . لاحظ أن مساحة المقطع المستعرض للبروتون المضاد (أو ضديد البروتون) مع البروتون أكبر بحوالى مرتين بالمقارنة مع مساحة المقطع المستعرض للبروتون مع البروتون . هذا المنحنى مأخوذ من

R. Armenteros et al., «Antiproton-Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV», *The Physical Review* 119, 2068 (1960). (*Courtesy of The Physical Review*).

٦ – للتعبير عن مساحات المقطع المستعرض فى الفيزياء النووية وفيزياء الجسيمات الأولية تستخدم الوحدات بارن (b) *barn* وملى بارن (mb) *millibarn* حيث

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2, \qquad 1 \text{ mb} = 10^{-3} \text{ barn} \qquad (٦ أ)$$

يوضح الشكل ٦ أ مساحة المقطع الكلية للنيوترونات على الكادميوم كدالة لطاقة حركة النيوترون ، ويوضح شكل ٦ ب منحنى مماثل لتصادمات النيوترون مع الفضة . لاحظ أن تلك المنحنيات ترمز إلى العناصر الكيميائية ، وعلى ذلك فإنها تمثل متوسطات للنظائر المختلفة الموجودة فى الطبيعة .

إن إلقاء نظرة على تلك المنحنيات توضح مباشرة أن المقطع المستعرض ليس له علاقة مع الخواص الهندسية للأنوية . فعلى سبيل المثال . نلاحظ الاعتماد الشديد لمساحة المقطع المستعرض على الطاقة . بالنسبة للكادميوم تنخفض مساحة المقطع المستعرض من القيمة القصوى 1200 بارن عند طاقة النيوترون 0.176 eV إلى القيمة 20b عند 1 eV بصورة مشابهة يوضح منحنى مساحة المقطع المستعرض بالنسبة للفضة اعتماداً شديداً على الطاقة ، مع وجود قمة رنين واضحة جداً عند حوالى 0.52 eV

دعنا نعتبر أيضاً قيم مساحات المقطع المستعرض . نويتا الفضة والكادميوم لهما تقريباً نفس الحجم . على أساس من العلاقة

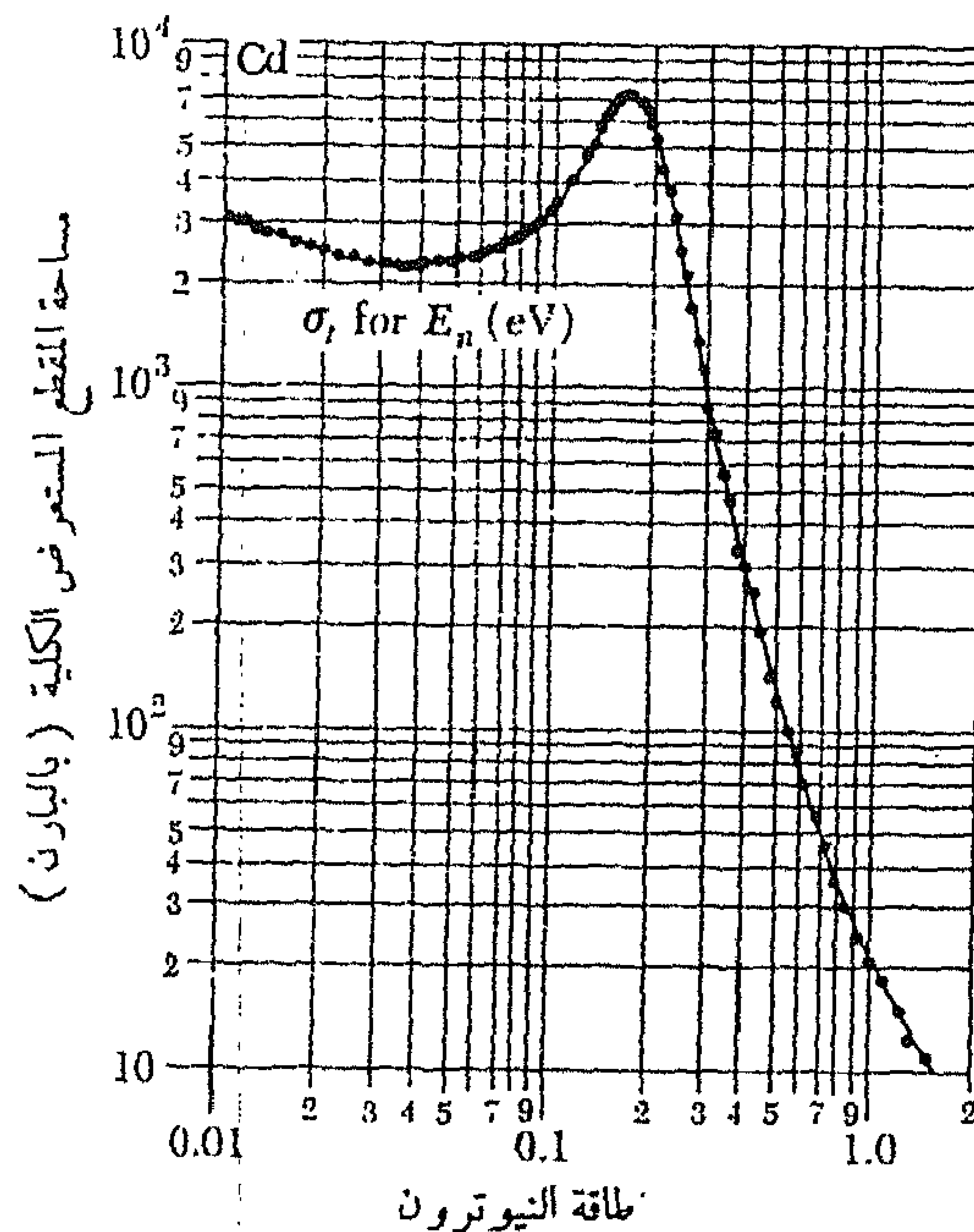
$$r \cong A^{1/3} \times (1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}) \qquad (٦ ب)$$

والتى تعطى نصف القطر r بدلالة العدد الكتلى A ، تقدر بأن نصفى القطرين يكونا $r \sim 5.8$ fermi (حيث $A \sim 110$) مساحة المقطع المستعرض الهندسية المناظرة πr^2 تكون تبعاً لذلك حوالى 1.0 بارن . هذه القيمة تصغر القيمة العملية القصوى فى شكل (٦ أ) بـ 7000 مرة .

يجب على القارئ أيضاً أن ينظر إلى الأشكال ٢٤ أ و ٢٤ ب فى هذا الفصل . يوضح شكل ٢٤ ب مساحات المقطع المستعرض المرن لتطاير البيونات الموجبة والسالبة مع البروتونات . ويوضح شكل ٢٤ أ ما هو أساساً مساحة المقطع المستعرض للتفاعل $Al^{27} + p \rightarrow Si^{28} + \gamma$. لاحظ قمم الرنين الكثيرة والبارزة .

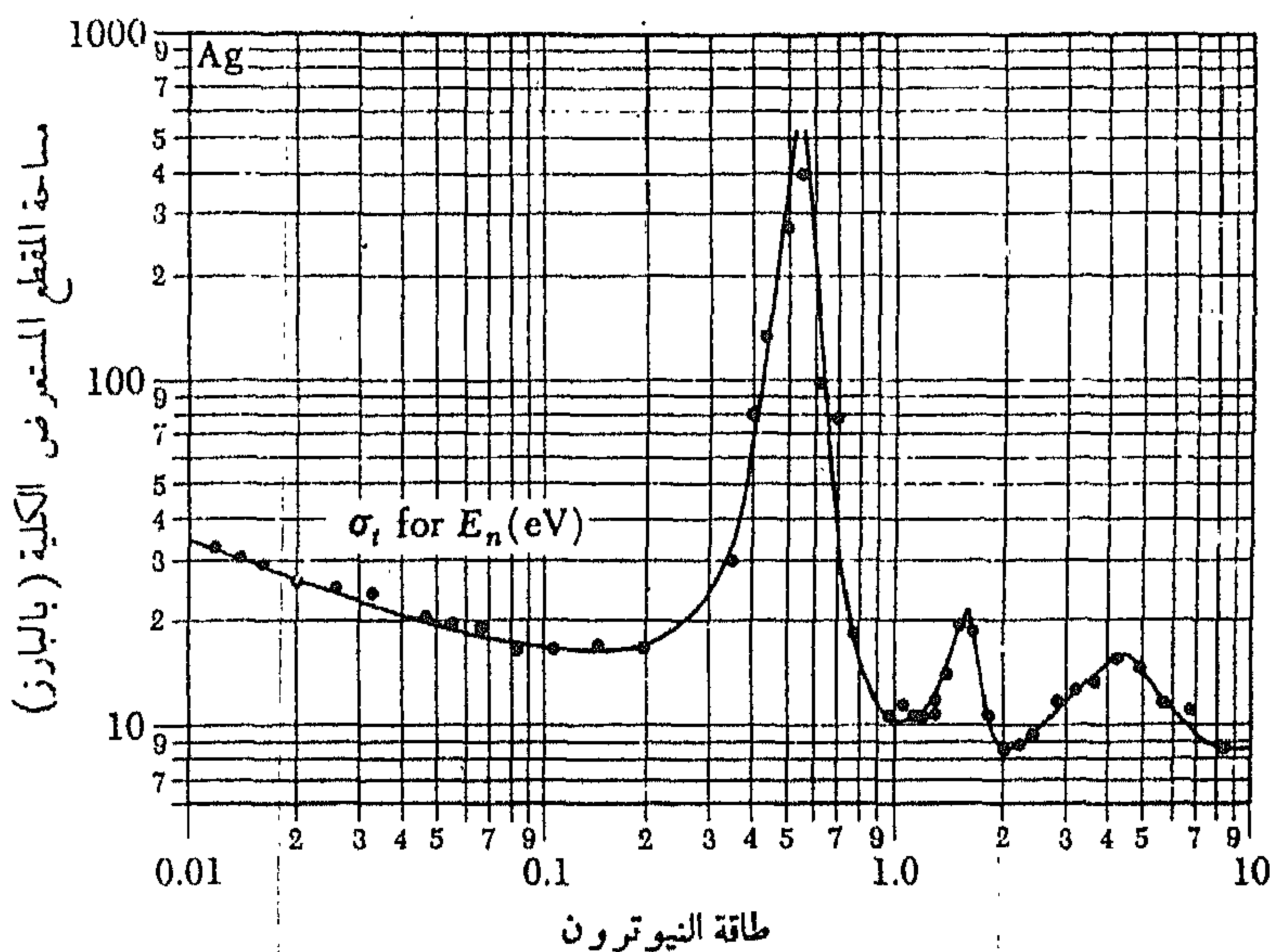
٧ – مساحات المقطع المستعرض التى تناولناها بالمناقشة (مقاسة كدالة للطاقة) تمدنا ببعض المعلومات عن التفاعلات البينية بين الجسيمات فى عملية تصادم . نحصل على معلومات أكثر بكثير إذا ما قمنا بقياس **التوزيع الزاوى** للجسيمات الخارجة من منطقة التصادم . للسهولة ، نعتبر التطاير المرن لجسيم من النوع A فى حزمة ساقطة على جسيم من النوع B فى الهدف . نقوم بقياس شدة الجسيمات A المتطايرة فى اتجاهات مختلفة بمساعدة عداد موضوع فى مواضع مختلفة على مسافة ثابتة من الهدف . نبقى على شدة الحزمة الساقطة ثابتة خلال تسلسل تلك القياسات . نعبر عن النتائج بدلالة **مساحة مقطع مستعرض تفاضلية** $\sigma_e(E, G, \varphi)$ هذه الكمية دالة لزوايا قطبية مناسبة θ و φ تستخدم لتحديد اتجاه المشاهدة . وكما بينا بوضوح فإن هذه الكمية دالة أيضاً للطاقة E تعرف مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بحيث يساوى المقدار $\sigma_e(E, \theta, \varphi)\, d\Omega$ الاحتمال بأن جسيماً ساقطاً من النوع A يتطاير إلى الزاوية المجسمة $d\Omega$ ، مرتكزة حول الاتجاه الذى تحدده

الزوايا θ و φ ، وذلك فى حالة كون الهدف طبقة من الجسيمات B ذات كثافة سطحية مساوية للوحدة . يتناسب معدل العدد مع مساحة المقطع التفاضلية ، وذلك بالنسبة لنفس العداد مثبتا على مسافة ثابتة من الهدف ولكن فى اتجاهات مختلفة .



شكل ٦ أ منحنى يبين مساحة المقطع المستعرض الكلية للنيوترونات على الكادميوم كدالة لطاقة النيوترونات . لاحظ أن هذا المنحنى يشير إلى الكادميوم المتواجد طبيعياً . وعلى ذلك فإن مساحة المقطع المستعرض يمثل متوسطاً لمساحات المقطع المستعرض للنظائر المختلفة للكادميوم . مثل هذه المساحة للمقطع المستعرض تكون ذات اهتمام محدود من وجهة نظر النظرية الأساسية التى تتعلق بمساحات مقطع مستعرض خاصة بنظائر فردية . على الرغم من ذلك فإن مساحة المقطع المستعرض المتوسطة تمثل مفهوماً هاماً بالنسبة للتطبيقات الهندسية : للتطبيقات الهندسية . يستخدم الكادميوم فى عملية التحكم فى معدل التفاعل فى المفاعلات النووية وذلك بسبب كبر مساحة مقطعه المستعرض بالنسبة للنيوترونات ذات الطاقة المنخفضة .

المنحنى بعاليه يمثل جزءاً من منحنى فى تجميع قام به
H. H. Goldsmith, H. W. Ibser, and B. T. Feld, «Neutron Cross Sections of the Elements», *Reviews of Modern Physics* 19, 259 (1947).



شكل ٦ ب منحنى يوضح مساحة المقطع المستعرض الكلية للنيوترونات على الفضة المتواجدة طبيعياً وذلك كدالة لطاقة النيوترون . لاحظ قمة الرنين البارزة . نظرة على هذا المنحنى ، والمنحنى المماثل (٦ أ) ، توضح مباشرة بأن مساحة المقطع المستعرض ليست على علاقة معينة مع حجم النواة . يختلف منحنى الفضة عن منحنى الكادميوم اختلافاً كبيراً ، وكلاهما يوضح التغير السريع مع الطاقة . تفسر النظرية الموجية الطبيعية العامة لمنحنيات مساحة المقطع المستعرض تفسيراً جيداً جداً .

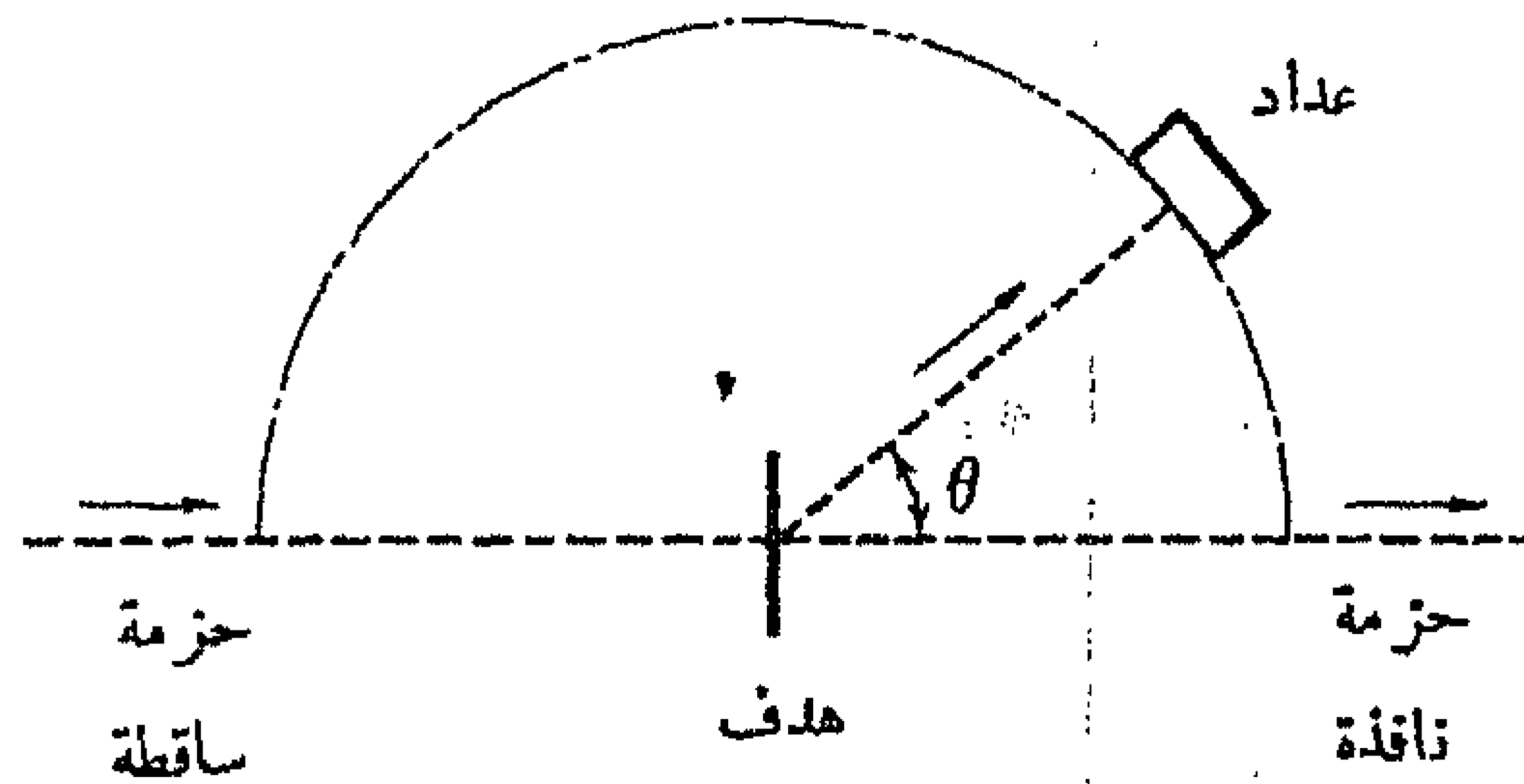
والمنحنى بعاليه جزء من منحنى موجود فى التجميع الذى قام به H. H. Goldsmith, H. W. Ibser, and B. T. Feld, «Neutron Cross Sections of the Elements», *Reviews of Modern Physics* 19, 259 (1947).

يجب استشارة هذه المقالة من أجل المراجع الخاصة بالأعمال الأولية فى هذا المجال .

تعتمد مساحة المقطع المستعرض عملياً فى معظم حالات الاستطارة فقط على الطاقة وعلى الزاوية بين اتجاه الحزمة الساقطة واتجاه الجسيم A المتطاير. إذا ما رمزنا لهذه الزاوية بالرمز θ فيمكننا كتابة مساحة المقطع المستعرض التفاضلية على الصورة $\sigma_e(E;\theta)$ وذلك لأنها لا تعتمد على الزاوية القطبية الأخرى *.

يتم الحصول على مساحة المقطع المستعرض المرن الكلية عن طريق تكامل مساحة المقطع التفاضلية على كل الاتجاهات. وكما هو الحال بعاليه فإنها لا تعتمد على الزاوية φ وعلى ذلك نحصل على

$$\sigma_e(E) = \int_{\bigcirc} d\Omega\, \sigma_e(E;\theta) = 2\pi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta\, \sigma_e(E;\theta) \qquad (\text{٧ أ})$$



الشكل ٧ أ. تمثيل تخطيطى جداً لتجربة استطارة. حزمة من جسيمات آتية عن طريق معجل تسقط على هدف. يتم تحديد العدد النسبى للجسيمات المتطايرة فى اتجاهات مختلفة بواسطة عداد. يوضح الشكل استكشاف جسيمات عند زاوية التطاير θ. يمكننا فى تجربة من هذه النوعية تعيين مساحة المقطع المستعرض التفاضلية لعملية التطاير.

يمكننا تعريف مساحة مقطع مستعرض تفاضلية بالنسبة لعملية غير مرنة وذلك بطريقة مماثلة.

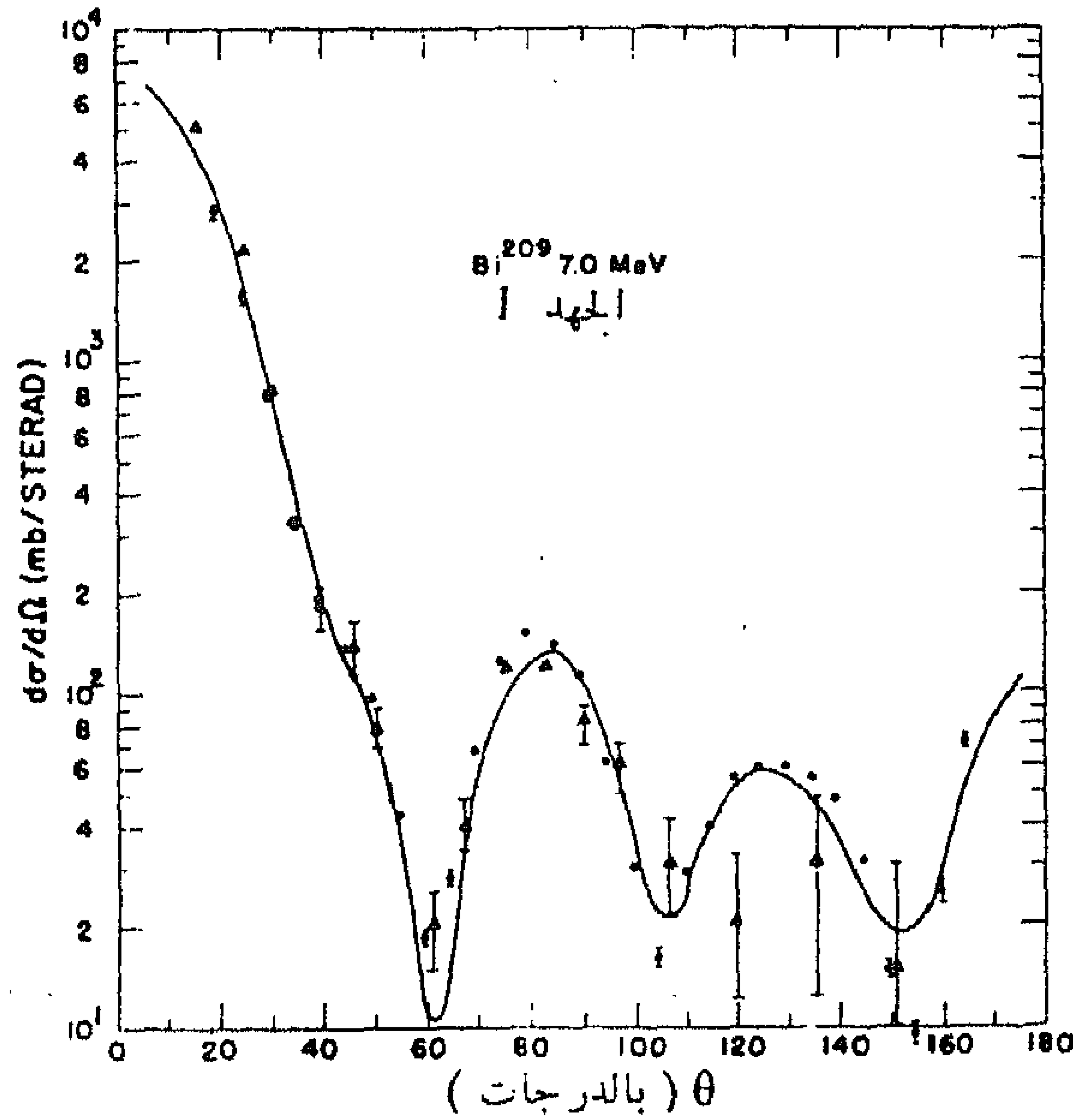
٨ – المقاطع المستعرضة كدوال فى الطاقة هى النتائج الأولية التى نحصل عليها من تجارب الاستطارة. نواجه بعد ذلك بمشكلة استخلاص شئ ما عن طبيعة التفاعلات، التى قد تكون غير معلومة، وذلك من خلال تلك النتائج الأولية. أو، ربما تكون لدينا نظرية بالفعل. وفى هذه الحالة نقوم بحساب المقاطع المستعرضة المتوقعة ضمن هذه النظرية وبعد ذلك يتم مقارنة توقعاتنا مع النتائج العملية.

---

* رموزنا، التى هى عيارية إلى حد كبير، ليست كافية وذلك لأن نفس الرمز يستخدم للتدليل عن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية ومساحة المقطع المستعرض « الكلية » والتى تم مناقشتها من قبل. يتم التمييز بين هذين النوعين من مساحة المقطع المستعرض وذلك بالوجود الصريح أو غياب المتغيرات الزاوية بداخل الرمز للكمية.

وكما ذكرنا من قبل ، تستقى معظم معلوماتنا عن الجسيمات الأولية من تحليل تجارب الاستطارة . تم تطوير طرق رياضية خاصة لهذا التحليل . وسوف تأخذنا بعيداً جداً مناقشة تلك الطرق هنا ، ولا داعى للقول ، بأن مشكلة إيجاد « القوى » من المقاطع المستعرضة تلك بعيدة عن كونها مهمة تافهة رغم أنها من ناحية المبدأ عملية مباشرة .

٩ - وإذا ما أردنا تفسير أحداث الاستطارة كلاسيكياً فإننا نقول أن الجسيم الساقط ينحرف فى مجال قوة جسيم الهدف . من وجهة النظر الميكانيكية الكمية فإننا ننظر إلى الاستطارة كتجل لحيود الموجات هذه فى الحقيقة هى الطريقة التى ناقشنا بها حيود الإلكترونات فى الفصل الخامس . فشرحنا للظاهرة المشاهدة كان على أساس أن موجة الإلكترون الساقطة يتم حيودها بواسطة كل الذرات فى البللورة . فى اتجاهات



مساحة المقطع المستعرض التفاضلية لتطاير النيوترونات المرن من نظير البزموث Bi^{209} . يبين المنحنى النقاط العملية مع المنحنى النظرى القائم على أساس نموذج معين . المحور السينى يمثل زاوية الاستطارة ، ويمثل المحور الصادى مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بوحدات مللى بارن لكل وحدة زاوية مجسمة . فى هذه التجربة كانت طاقة النيوترون الحركية 7 MeV هذا المنحنى مأخوذ من

C. D. Zafiratos, T. A. Oliphant, J. S. Levin, and L. Cranberg, «Large-Angle Neutron Scattering from Lead at 7 MeV», *Physical Review Letters* 14, 913 (1965).

(بإذن من *Physical Review letters*)

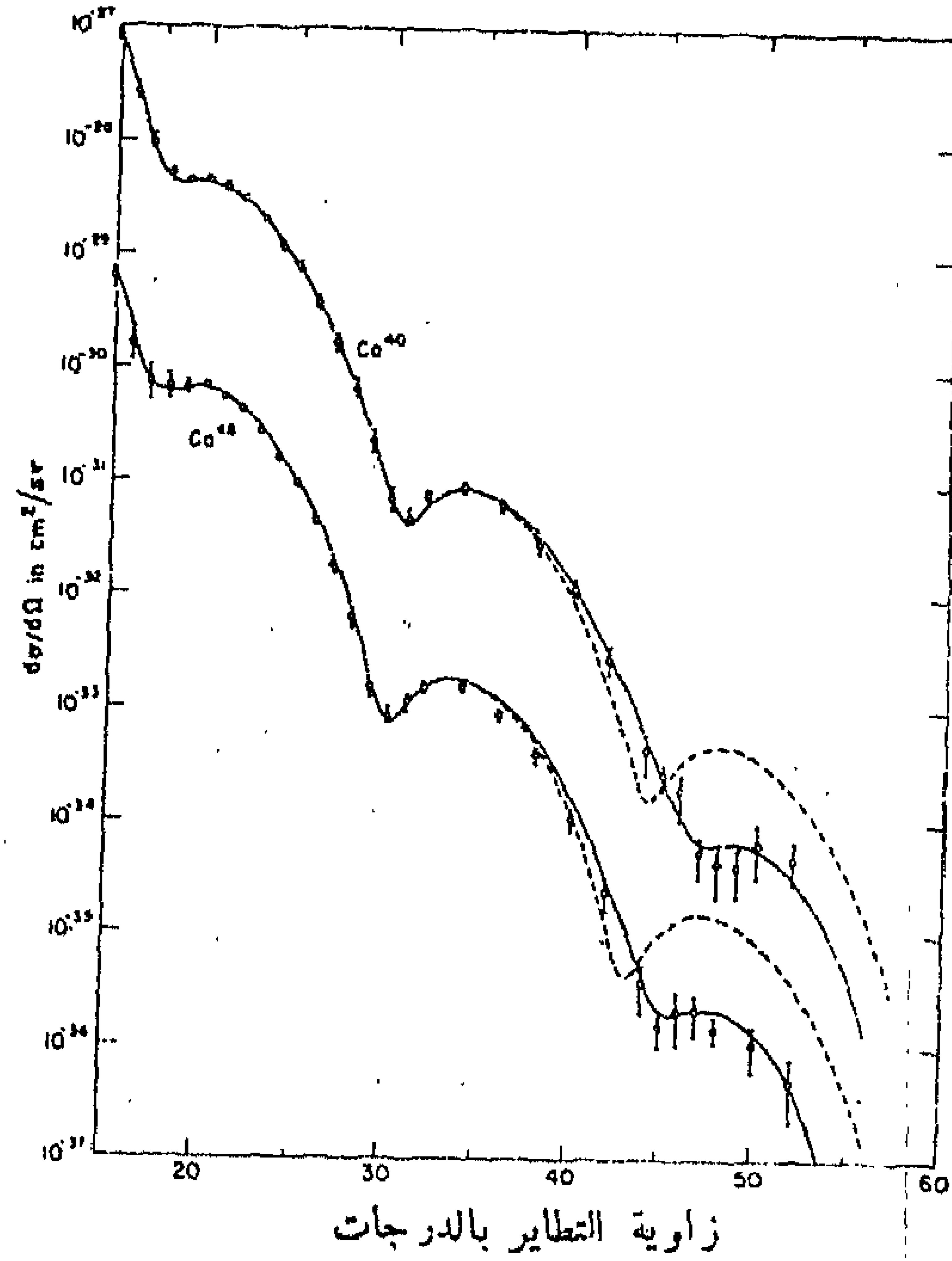
معينة تتداخل الموجات العائدة تداخلا بناء ، وتلك هى الاتجاهات التى نشاهد فيها قيما قصوى للشدة . الاستطارة إذن هى عبارة عن ظاهرة حيود موجات دى برولى بواسطة عوائق ، أى ، بواسطة الذرات فى البللورة .

سوف يلاحظ القارئ الآن بأن وصفنا لحيود الإلكترونات يشوبه بعضا من « عدم تماثل » يعترض عليه . فإننا نقول بأن موجات الإلكترونات الساقطة تحيد بواسطة « عوائق » لكن تلك العوائق هى أيضاً جسيمات فيزيائية ، ونعلم جيداً أن كل الجسيمات الفيزيائية هى أيضاً موجات . وليس من المنطق اعتبار بعض الجسيمات على أنها موجات ، والبعض الآخر جسيمات على أنها « عوائق » كلاسيكية . ما نشاهده فى تجارب الحيود الإلكترونية هو عبارة عن التفاعل البينى بين الموجات الالكترونية الساقطة والباقات الموجية التى تمثل الذرات فى البللورة . إذا ما أردنا أن نكون منطقيين فيجب أن نقول إذن أن **الاستطارة تنشأ كنتيجة للتفاعل البينى لموجات مع موجات .**

سوف نبحث فى هذه النقطة أكثر فى مرحلة متقدمة من هذا الفصل . دعنا نقرر عند هذه النقطه بأن هذه النظرة الجديدة لا تنقض بطريقة أو بأخرى مناقشتنا السابقة عن الحيود الإلكترونى . الشئ المهم هنا هو أن الموجة الساقطة تصادف شيئاً ما ، وأن تفاعلها البينى مع هذا الشئ يؤدى إلى حيود الموجة . طالما ركزنا اهتمامنا فقط على الجسيم الساقط فليس مهما إلى درجة كبيرة ما سيصادفه هذا الجسيم ، هل سيكون « عائق كلاسيكى » ، أو باقة موجية مركزة .

١٠ – دعنا الآن نحاول تقديم أبسط إطار لنظرية موجية عن الاستطارة . نأخذ فى الاعتبار أبسط حالة ممكنة والتى تتطاير (تحيد) فيها الموجة الممثلة لجسيم A تطايراً مرناً فى مجال قوة متماثلة مركزية وثابتة . يمكننا تخيل أن مجال القوة يمكن استنباطه من جهد يتجه بسرعة إلى الصفر مع زيادة المسافة من مركز مجال القوة . تتشابه مشكلتنا إلى حد ما مع مشاكل العوائق التى ناقشناها فى الفصل السابع . يجد الجسيم A نفسه فى منطقة تتغير فيها دالة الجهد مع وضع المكان ونتيجة لذلك فسوف تحيد موجة مستوية ساقطة بواسطة الجهد .

يمثل الجسيم B فى الهدف ، تبعاً للنموذج المأخوذ فى الاعتبار ، بواسطة جهد كروى التماثل ، وذلك على الرغم من معرفتنا بأن الجسيم B يجب أن يمثل أيضاً بواسطة موجة . على الرغم من ذلك ، فإن الوصف الميكانيكى الكمى الصحيح لتطاير الجسيمين يكافئ نموذجنا رياضياً . إذن فنموذجنا ليس سيئاً على الإطلاق . إذا ما فكرنا بحذر فيما نقوم به فسوف نكتشف بأننا قمنا بأعمال مماثلة فيما سبق . فى مناقشتنا اضمحلال ألفا الإشعاعى فى الفصل السابع قمنا بشرح الموقف بدلالة حركة ميكانيكية كمية لجسيم ألفا فى مجال جهد قوة . وفى مناقشتنا للاهتزازات الجزيئية أخذنا فى الاعتبار حركة جسيم مفرد تحت تأثير جهد جزيئى توافقى بالتقريب فى كل من الحالتين قمنا بإبدال المشكلة الحقيقية ، والتى تتضمن دائماً حركة جسيمين على الأقل ، بمشكلة نموذجية يتحرك فيها جسيم مفرد فى مجال يصف تفاعلاته التبادلية البينية مع جميع الجسيمات الأخرى .



منحنيات توضح مساحات المقطع المستعرض التفاضلي لتطاير الإلكترونات المرن من نظيرين مختلفين للكالسيوم . يمثل المحور الصادى مساحة المقطع المستعرض بوحدات Cm^2 لكل وحدة زاويه مجسمة . بشرط ضرب النتائج الخاصة بالنظير Ca^{48} فى عشرة وقسمة النتائج الخاصة بالنظير Ca^{40} على عشرة . (المنحنيات متماثلة إلى درجة كبيرة ، وهذا هو السبب وراء فصلهما باستخدام هذه المعاملات القياسية). كانت طاقة الإلكترونات 750 MeV.

التفاعلات التبادلية الكهرمغناطيسية بين الإلكترون والنواة هى المسئولة عن التطاير ، والغرض من القياسات هو استكشاف التوزيع المشحنى فى الأنوية . لاحظ التغيرات الهائلة (بمعامل 10^9) فى مساحة المقطع المستعرض مع تغير زاوية التطاير .

هذا المنحنى مأخوذ من :

J. B. Bellicard et al., «Scattering of 750-MeV Electrons by Calcium Isotopes», *Physical Review Letters* 19, 527 (1967).

(بالإذن من *Physical Review Latters*)

١١ — افترض موجة مستوية على الصورة

$$\psi_i(\mathrm{x},t) = C \exp (i\mathrm{x} \cdot \mathrm{p}_i - i\omega t) \qquad (١١ أ)$$

مثلة لجسيم A ساقط على جسيم مفرد B (موجود عند نقطة الأصل $\mathrm{x} = 0$) تمثل p_i هنا كمية تحرك الموجة تمثل ω الطاقة*. و C هو ثابت المعايرة . سوف تحيد الموجة بواسطة الجسيم B سوف نحاول تخمين شكل الداله الموجيه التى تصف الموجه الحائدة عند مسافة كبيرة جداً من نقطة الأصل . سوف ندلل على أن الدالة

$$\psi_s(\mathrm{x},t) \cong C f(\theta) \frac{1}{x} \exp (ixp - i\omega t) \qquad (١١ ب)$$

هو اختيار معقول . نرمز للمسافة من نقطة الأصل بالرمز x وإلى مقدار كمية التحرك الساقطة بالرمز p، بمعنى $x = |\mathrm{x}|$ ، $p = |\mathrm{p}_i|$. الدالة $f(\theta)$ هى دالة ما للزاوية θ بين اتجاه كمية التحرك الساقطة p_i واتجاه متجه موضع المكان x (من نقطة الأصل إلى « نقطة المشاهدة »)

دعنا الآن ندرس سمات مختلفة للدالة الموجية ψ_s وذلك لتبين ما إذا كان فى الإمكان أن تمثل الموجة المتطايرة . تتناسب سعة الموجة المتطايرة مع السعة C للموجة الساقطة ، ويعكس تخميننا إذن الافتراض المعقول بأن رد الفعل **خطى** . يكون التردد ω للموجة المتطايرة هو نفس تردد الموجة الساقطة . هذا يعنى بقاء طاقة الجسيم الساقط A ، وهذا ما يجب أن تكون عليه الحال لأننا أخذنا فى الاعتبار تطايراً مرناً فى مجال القوة الثابت لجسيم B .

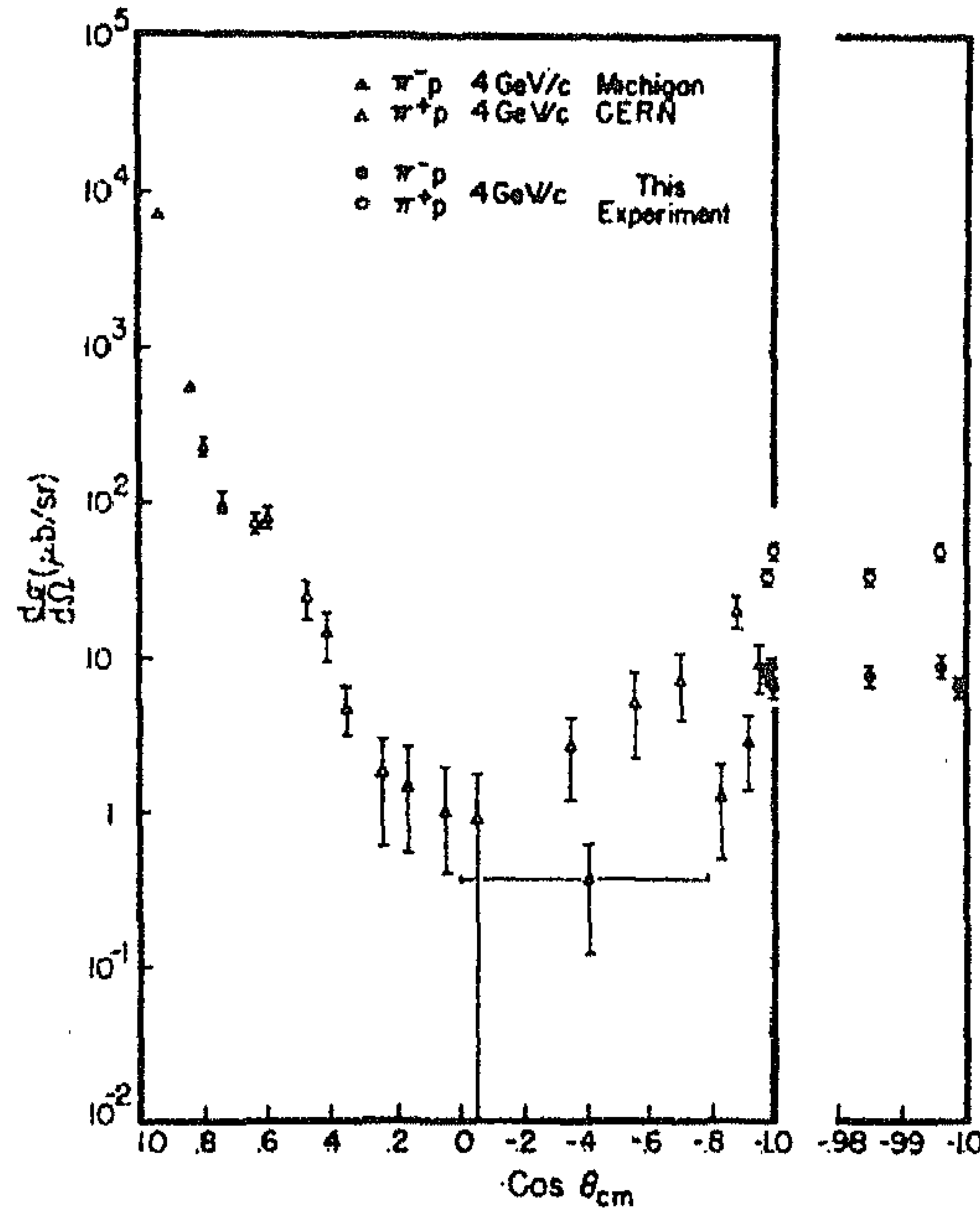
من الواضح أن العامل $\exp (ixp - iwt)$ يصف موجة كروية منتشرة إلى **الخارج** . عند أى نقطة تكون السرعة الطورية متجهة بعيداً عن نقطة الأصل فى اتجاه متجه نصف القطر . يجب أن تتبوأ أى موجة مثلة لجسيم متطاير هذه السمة . يصف العامل $1/x$ فى التعبير (١١ ب) التناقص فى سعة الموجة المتطايرة مع المسافة . تتناسب **شدة** الموجة مع التربيع المطلق للدالة الموجية . تقيس شدة الموجة المتطايرة احتمال الفيض الخارج (أو إذا ما رغبنا ، الفيض الجسيمى فى تتابع من القياسات المعادة) ويجب أن تتناقص هذه الكمية مع زيادة المسافة x بالمعامل $1/x^2$ يجب إذن أن تتناقص السعة بالمعامل $1/x$ ، وذلك كما افترضنا .

١٢ — كما نرى ، تتطلب اعتبارات فيزيائية بسيطة بأن تكون الدالة الموجية التى تصف الموجة المتطايرة على الصورة المذكورة فى (١١ ب) . تسمى الدالة $f(\theta)$ **بسعة التطاير** . من الواضح أن هذه الدالة تصف التوزيع الزاوى لجسيمات المتطايرة . لربط سعة التطاير مع مساحة المقطع المستعرض ندلل كما يلى . اعتبر منطقة سطحية صغيرة محتوية النقطة x على سطح كرة مرتكزة عند نقطة الأصل ومارة من خلال x .دعنا نمثل مساحتها بالرمز dF. الاحتمال dp بمرور الجسيم المتطاير خلال هذه المساحة يجب إذن أن يتناسب مع حاصل ضرب dF والتربيع المطلق للدالة الموجية $\psi_s(\mathrm{x}, t)$ يمكننا تبعاً لذلك كتابة

$$dP = k \mid \psi_s(\mathrm{x},t)\mid^2 dF = k \mid C\mid^2 \mid f(\theta)\mid^2 \left(\frac{dF}{x^2}\right) \qquad (١٢ أ)$$

---

* نستخدم نظاما للوحدات تكون $\hbar = 1$.



رسم بيانى لمساحات المقطع المستعرض التفاضلية لتطاير البيون المرن من البروتون وذلك بالنسبة لكمية تحرك $4\ \mathrm{BeV}/c$ للبيون . يمثل المحور السينى جيب تمام الزاوية التطاير فى نظام مركز الكتلة . يمثل المحور الصادى مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بوحدات الميكروبارن لكل وحدة زاوية مجسمة . يبين على اليمين ، وعلى مقياس رسم موسع فى الاتجاه الأفقى ، مساحة المقطع المستعرض فى مجاورة الاتجاه الخلفى (بمعنى بالنسبة لقيم $\cos\theta_{cm}$ قريبة من $1-$) لاحظ أن النتائج المبينة هى لكلا البيونين الموجب والسالب : يعطى فى الجزء العلوى من المنحنى التمييز بين النقاط العملية المختلفة .
هذا الشكل مأخوذ من

W. R. Frisken et al., «Backward Elastic Scattering of High-Energy Pions by Protons», *Physical Review Letters* 15, 313 (1965).

(بالإذن من *Physical Review Letters*)

حيث k هو ثابت تناسب محدد . بما أن $dF/x^2 = d\Omega$ هو مقدار الزاوية المجسمة التى تقابل المساحة الصغيرة بالنسبة لنقطة الأصل فيمكننا أيضاً كتابة

$$dP = k\,|C|^2\,|f(\theta)|^2\,d\Omega \qquad (١٢ ب)$$

ونلاحظ أن dP هو الاحتمال بأن يخرج الجسيم المتطاير داخل المخروط الصغير للزاوية المجسمة $d\Omega$.

نعتبر بعد ذلك الموجة الساقطة ، المعطاة بواسطة (١١ أ) . نتخيل قرصاً (دائرياً) ذا مساحة مساوية للوحدة وعمودية بالنسبة لكمية التحرك الساقطة $\mathbf{p}_i$ ومرتكزة حول نقطة الأصل . يجب أن يساوى الاحتمال بأن يمر الجسيم الساقط من خلال هذا القرص المقدار

$$P_i = k|\psi_i|^2 = k|C|^2 \qquad (١٢ \text{ جـ})$$

حيث k هو نفس الثابت الموجود فى (١٢ أ) و (١٢ ب) .

بالأخذ فى الاعتبار العلاقات (١٢ ب) و (١٢ جـ) يمكننا أن نقول ما يلى . فى تتابع من تجارب التطاير المعادة (التى تكون فيها كمية تحرك الجسيم A الأولية $\mathbf{p}_i$ دائماً ثابتة) تكون النسبة بين عدد الجسيمات المتطايرة الخارجة فى حدود مخروط الزاوية المجسمة $d\Omega$ إلى عدد الجسيمات الساقطة على القرص ذى وحدة المساحات مساوية للمقدار

$$\frac{dP}{P_i} = |f(\theta)|^2 \, d\Omega \qquad (١٢ \text{ د})$$

إذا ما استرجعنا الآن مناقشتنا عن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية $\sigma_e(\theta)$ فى البند ٧ فإننا نستنتج أن النسبة dP/P_i هى بالضبط مساوية لحاصل ضرب مساحة المقطع المستعرض التفاضلية مع الزاوية المجسمة $d\Omega$. نحصل إذن على العلاقة الهامة

$$\sigma_e(\theta) = |f(\theta)|^2 \qquad (١٢ \text{ هـ})$$

والتى تنص على أن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية هى ببساطة التربيع المطلق لسمة التطاير .

١٣ – إذا ما أردنا التوصل لتعبير نظرى عن سمة التطاير $f(\theta)$ فيجب علينا ، بالطبع ، حل مسألتنا عن الحيود بجلاء . هذا يعنى بأننا يجب أن نحصل على حل لمعادلة شرودينجر ، أو ربما معادلة ما أخرى ، والتى تنطبق على مسألتنا الحالية . بالنسبة لنموذجنا فإننا يجب أن نحصل على حل لمعادلة شرودينجر بالنسبة للجهد الذى يتعرض له الجسيم A بسبب وجود الجسيم B . المعادلات الموجية لميكانيكا الكم لها عدد لا نهائى من الحلول ، ومن الضرورى أيضاً إيجاد الحل المناسب ، والذى يمكن تفسيره على أنه يصف وضع التطاير . الشرط الذى يجب أن نعرضه هو أنه بالنسبة للمسافات البعيدة عن نقطة الأصل يجب أن تكون الدالة الموجية على الهيئة

$$\psi(\mathbf{x},t) \cong C \exp(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}_i - i\omega t) + Cf(\theta)\frac{1}{x}\exp(ixp - i\omega t) \qquad (١٣ \text{ أ})$$

هذا يعنى بأنه بعيداً جداً عن مركز التطاير يكون لدينا الموجة المستوية الساقطة متراملة مع الموجة المتطايرة المنتشرة إلى الخارج . سوف لانحاول حل هذه المسائل هنا . من الممكن إثبات بأنه تحت شروط عامة جداً ، يوجد لكل اختيار لكمية التحرك الساقطة $\mathbf{p}_i$ حل مفرد للمعادلة الموجية يكون له الشكل المقارب ١٣ أ . إذن تعين سمة التطاير أفراداً بالنسبة لكمية تحرك ساقطة معينة وبالنسبة لتفاعل (جهد) متبادل معين . سوف تعتمد بصفة عامة على مقدار كمية التحرك الساقطة p ، وإذا ما أردنا التأكيد على ذلك فيمكننا كتابة سمة التطاير بالصورة $f(P, \theta)$. فى حالة تعييننا لسمة التطاير نحصل على ظ مساحة المقطع المستعرض باستخدام (١٢ هـ) .

١٤ – دعنا نتدارس الحالة الخاصة البسيطة والهامة عندما لا تعتمد سعة التطاير على زاوية التطاير θ ، بمعنى $f(\theta) = f =$ ثابت . تعطى سعة التطاير بواسطة $\sigma_e(\theta) = |f|^2 =$ ثابت ، ويكون التوزيع الزاوى كروى التماثل . يميل هذا الوضع إلى الحدوث فى حالة التطاير عند الطاقات المختلفة . من الممكن بسهولة أن نتفهم كيفيا السبب فى ذلك . يتجه التوزيع الزاوى لأن يكون معقدا ، بمعنى أنه سريع التغير كدالة للزاوية θ ، عندما يكون الطول الموجى للموجة الساقطة صغيراً بالمقارنة إلى أبعاد « الشيء » الذى تحيد بواسطته . يمكننا التفكير فى الحيود وكأنه يحدث حول الشيء كله ، بحيث أن كل جزء من هذا الشيء يرسل موجة حائدة . من الممكن أن تتداخل هذه الموجات فى اتجاه معين تداخلا بناء أو هداماً ، وذلك يعتمد على أطوارها النسبية . إذا كان الطول الموجى صغيراً بالمقارنة بأبعاد هذا الشيء الذى تحيد الموجة بواسطته فإن تغيراً صغيراً فى اتجاه المشاهدة من الممكن أن يكون له تأثير محسوس على الأطوار النسبية ، وبناء على ذلك فن الممكن أن تتغير مساحة المقطع المستعرض التفاضلية تغيراً سريعاً مع الزاوية θ . لكن إذا كان الطول الموجى كبيراً بالمقارنة بالشيء الذى تحيد الموجة بواسطته فإن تلك التأثيرات التداخلية « الهندسية » لاتحدث ، وتكون سعة التطاير متغيرة بطيئة كدالة للاتجاه . عند حد الطاقة المنخفضة الأدنى ، الذى يكون فيه الطول الموجى كبيراً جدا بالمقارنة مع أبعاد الشيء الذى تتطاير بسببه الموجة ، تكون سعة التطاير غير معتمدة على الزاوية ، ويكون التطاير كروى التماثل .

١٥ – فى حالة $f(\theta) = f =$ ثابت ، تعتمد الموجة المتطايرة

$$\psi_s(\mathbf{x},t) = \frac{Cf}{x}\exp(ixp - i\omega t) \qquad (١٥ \text{ أ})$$

على الموجة الساقطة فقط من خلال البارامتر C الذى يعبر عن سعة الموجة الساقطة عند نقطة الأصل . وعلى وجه الخصوص لاتعتمد الموجة المتطايرة على اتجاه كمية التحرك الساقطة $\mathbf{p}_i$. وهذا هو المتوقع عندما يكون هدف التطاير صغيراً جداً بالمقارنة مع الطول الموجى .

أفترض بأننا استبدلنا الموجة المستوية المعطاة فى (١١ أ) بواسطة متوسطها (المتجانس) على كل اتجاهات $\mathbf{p}_i$. هذا يعنى ، أننا نأخذ فى الاعتبار مسألة تطاير جديدة تكون فيها الموجة الساقطة على الصورة

$$\psi_{i0}(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi}\int_{\bigcirc} d\Omega_p\, C\exp(i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}_i - i\omega t) \qquad (١٥ \text{ ب})$$

يمكن تقييم هذا التكامل على كل الاتجاهات بسهولة إذا ما اخترنا الزاوية θ بين $\mathbf{x}$ و $\mathbf{p}_i$ كواحدة من الزوايا القطبية الخاصة بـ $\mathbf{p}_i$. نحصل على

$$\psi_{i0}(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta\, C\exp(ixp\cos\theta - i\omega t)$$

$$= \frac{C}{2ixp}\big(\exp(ixp) - \exp(-ixp)\big)\exp(-i\omega t) \qquad (١٥ \text{ جـ})$$

إذا لم تكن الموجة المتطايرة معتمدة على اتجاه كمية التحرك الساقطة ، فسوف تعطى موجة ساقطة على الصورة ψ_{io} نفس الموجة المتطايرة كالتى تعطيها الموجة المستوية (١١ أ) . يمكننا التفكير فى الموجة ψ_{io} على أنها الجزء المتماثل كريا من الموجة المستوية الساقطة . يؤدى هذا الجزء من الموجة الساقطة فقط إلى الموجة المتماثلة كريا ψ_s المعطاة فى (١٥ أ) .

١٦ – الجزء المتماثل كروياً ψ_{io} من الموجة المستوية الساقطة له شكل يدعو إلى الاهتمام . إذا ما نظرنا إلى التعبير (١٥ جـ) نلاحظ أن الموجة عبارة عن حاصل جمع موجة كرية خارجة وموجة كرية داخلة . « تحتوى » موجة مستوية على موجتين من هذا النوع لأنها تصف حركة فى اتجاه نقطة الأصل بالإضافة إلى حركة بعيدة عن نقطة الأصل . سعتا الموجتين متماثلتان فى المقدار . هذا هو مايجب أن يكون عليه الحال ، وذلك لأن عكس هذا يعنى أن الفيض الخارج يصبح مختلفا عن الفيض الداخل . بما أننا افترضنا تطايراً مرناً (والذى يتم فيه الحفاظ على الجسيمات A) فيجب أن يتماثل الفيض الداخل مع الفيض الخارج (للجسيمات A) .

دعنا الآن نتدارس المتوسط الكرى للتعبير (١٣ أ) فى الحالة $f(\theta) = f =$ ثابت . هذا المتوسط يعطى بالعلاقة

$$\psi_0(x,t) = \psi_{io}(x,t) + \psi_s(x,t)$$

$$= \frac{C}{2ixp}\Big([1 + 2ipf]\exp(ixp) - \exp(-ixp)\Big)\exp(-i\omega t) \qquad (١٦ \text{ أ})$$

يمكننا تفسير هذه العلاقة على أنها الشكل المقارب للدالة الموجية التى تصف وضع التطاير الذى تلعب فيه الدالة الكرية ψ_{io} دور الموجة الساقطة . بفحص العلاقة (١٦ أ) نتبين أن الموجة $\psi_0(x, t)$ لها أيضاً كل من جزء خارج وجزء داخل . إذا ما كانت عملية التطاير مرنة فإن القيم المطلقة لسعات هاتين الموجتين يجب أن تكون متساوية . هذا يؤدى إلى الشرط الهام .

$$|1 + 2ipf| = 1 \qquad (١٦ \text{ ب})$$

على السعة f للتطاير .

من الملائم كتابة الحل العام للمعادلة (١٦ ب) على الهيئة

$$f = \frac{1}{2ip}\,(e^{2i\delta} - 1) \qquad (١٦ \text{ جـ})$$

حيث δ هو أى عدد حقيقى . تسمى الكمية δ بالإزاحة الطورية (للموجة S) . وبصفة عامة يكون هذا الحل دالة للمقدار P لكمية التحرك .

١٧ – دعنا نتحر مدى الكبر الذى من الممكن أن تكون عليه مساحة المقطع المستعرض فى حالة التطاير المتماثل كريا . مساحة المقطع المستعرض التفاضلية تساوى $|f|^2$ ، ويتم الحصول على مساحة المقطع الكلية σ_e للتطاير المرن عن طريق مكاملة مساحة المقطع المستعرض التفاضلية على كل الاتجاهات ، نحصل إذن على (بأخذ (١٦ جـ) فى الاعتبار) :

$$\sigma_e = \frac{\pi}{p^2}\,|e^{2i\delta} - 1|^2 \qquad (١٧ \text{ أ})$$

إذن تكون مساحة المقطع المستعرض العليا مساوية لحاصل ضرب $1/\pi$ فى مربع طول دى برولى الموجى h/p للجسيم الساقط وذلك بالنسبة للتطاير الكرى المتماثل . بالنسبة لكميات التحرك الصغيرة من الممكن أن تكون مساحة المقطع المستعرض هذه كبيرة جداً . على أساس الصورة الموجية للتطاير يمكننا إذن بسهولة تفهم مساحات المقطع المستعرض الكبيرة التى أوردناها فى البند ، والتى من الممكن أن تكون قد سببت للقارىء بعض القلق .

١٨ – كما ذكرنا فإن الإزاحة الطورية δ تكون دالة لقيمة كمية التحرك الساقطة p . وبما أن الطاقة الساقطة ω تكون دالة رتيبه لـ p فإننا يمكننا على قدم المساواة اعتبار δ كدالة للطاقة . دعنا إذن نكتب $\delta(\omega)$ كرمز للإزاحة الطورية وذلك للتأكيد على أنها تعتمد على الطاقة .

كلما مرت الإزاحة الطورية ، كدالة الطاقة ، على واحدة من القيم $(n + \frac{1}{2})\pi$ فإن مساحة المقطع المستعرض تتبرأ قيمتها القصوى المعطاة بواسطة (١٧ ب) . ونقول أن التطاير رنينى عند نقطة كهذه . دعنا ندرس تصرف سعة التطاير ومساحة المقطع المستعرض فى المحاورة المباشرة للرنين . نرمز إلى الطاقة عند الرنين بالرمز ω_0 ، ونحصل إذن على $\delta(\omega_0) = (n_0 + \frac{1}{2})\pi$ لعدد ما صحيح n_0 .

سوف نعيد كتابة (١٦ جـ) باستخدام علاقات التعريف

$$\cot(\delta) = \frac{\cos(\delta)}{\sin(\delta)} = \frac{i(e^{i\delta} + e^{-i\delta})}{(e^{i\delta} - e^{-i\delta})} \qquad (١٨ أ)$$

بالنسبة لظل التمام . وكما يمكن للقارىء إقناع نفسه مباشرة فإننا يمكننا كتابة

$$f(\omega) = \frac{1}{2ip}\left(e^{2i\delta(\omega)} - 1\right) = \frac{(1/p)}{\cot[\delta(\omega)] - i} \qquad (١٨ ب)$$

عند النقطة $\omega = \omega_0$ نحصل على $\cot[\delta(\omega_0)] = 0$. يمكننا إذن محاولة فك $\cot[\delta(\omega)]$ بقوى من $(\omega - \omega_0)$ فى مجاورة النقطة $\omega = \omega_0$. بالإبقاء على الحد الخطى فقط نحصل على

$$\cot[\delta(\omega)] \cong -\frac{2}{\Gamma}(\omega - \omega_0) \qquad (١٨ جـ)$$

حيث ، باتباع العادة القائمة ، فلقد كتبنا تفاضل $\cot[\delta(\omega)]$ عند ω_0 على الصورة $-2/\Gamma$.

سوف نفترض بأن الإزاحة الطورية تزداد مع الطاقة فى مجاورة الرنين . وهذا يعنى أن $\cos[\delta(\omega)]$ يتناقص مع الطاقة ، وأن البارامتر Γ الذى أدخلناه فى (١٨ جـ) يكون موجباً . بإدخال التعبير التقريبى (١٨ جـ) (والذى يتحقق فقط فى مجاورة الرنين) إلى (١٨ ب) نحصل على

$$f(\omega) \cong -\frac{1}{p}\left(\frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0) + i\Gamma/2}\right) \qquad (١٨ د)$$

و

$$\sigma_e(\omega) \cong \frac{4\pi}{p^2}\left(\frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}\right) \qquad (١٨ هـ)$$

سوف يتعرف القارىء على العلاقة (١٨ ﻫ) على أنها علاقة الرنين (٢١ د) فى الفصل الثالث لبرايت – فيجنر ، والتى استنبطناها هناك عن طريق اعتبارات منطقية مختلفة . والمقدار Γ يرمز لاتساع الرنين . فى الفصل الثالث ربطنا مستويات مثارة مع حالات الرنين ، وسوف تلتزم بهذه الفكرة هنا . وعلى ذلك يكون المقدار $\tau = 1/\Gamma$ هومتوسط عمر المستوى المثار والذى يتجلى كرنين .

ماهو المقصود بالجسيم

١٩ – قبل أن نمضى فى دراستنا لمسألة التفاعلات البينية نرى من الواجب علينا اختبار مفهومنا عما نقصده بالجسيم . دعنا نتخيل بأننا نحاول وضع متطلبات العضوية فى مجموعة الجسيمات .

من المفهوم أن الجسيم عبارة عن شىء « مفرد » مترابط يكون ذا شخصية محددة ، ويمكن تحديد مكانه فى حيز محدود من الفراغ عند وقت معين . يتميز بخصائص فيزيائية محددة ، ويمكننا على سبيل المحاولة أن نتطلب بأنه يكون له كتلة محددة ، شحنة محددة ، وكمية تحرك زاوية ذاتية محددة ، الخ ، وبأنه يجب أن يكون مستقراً عندما يكون منفرداً فى الفراغ .

٢٠ – وطبقاً لتلك القواعد يمكننا قبول البروتون ، الألكترون ، البوزيترون ، النيوترونات ، الفوتون والأنوية المستقرة . ومع ذلك ، فإن طريقة القبول هذه تخلق بعض المشاكل المباشرة . فالذرات المتعادلة وكل الأيونات فى مستوياتها الأرضية تحقق أيضاً تلك القواعد وبذلك فيجب قبولها أيضاً . ينطبق نفس الشىء على كل الجزئيات ، والأيونات الجزيئية ، فى مستوياتها الأرضية ، وتصبح مجموعتنا كبيرة لدرجة مزعجة إذا مادمجنا هذه الأشياء أيضاً . الأمر الذى من العدل الكامل يجب علينا القيام به . من جهة أخرى يجب علينا استبعاد مايشبه نواة الراديوم المشعة لجسيمات الفا $_{88}Ra^{226}$ على أساس أنها غير مستقرة . هذا غير مرض لأننا يجب أن نعترف بأنها مستقرة تقريباً (حيث أن نصف عمرها 1622 سنة) ، ومن وجهة نظر الكيميائى فإن ذرة الراديوم تعتبر على قدم المساواة مع ذرة الباريوم . وما هو أسوأ هو أننا يجب أن نستبعد النيوترون هو الأخ التوأم للبروتون ونعتبره كأحد عناصر بناء النواة . بداخل نواة مستقرة فإن النيوترون يكون مستقراً ، مثله فى ذلك مثل البروتون ، لكنه يتحلل عندما يكون حراً فى الفراغ . لكن عمره المتوسط هو 17 دقيقة ، وهوزمن طويل جداً على أساس المقياس الزمنى النووى أو الذرى (أى طويل بالمقارنة مع 10^{-24} أو 10^{-8} ثانية) . فى تجربة تحدث فيها الظاهرة المدروسة فى زمن يقل كثيراً عن 17 دقيقة يتصرف النيوترون وكأنه جسيم مستقر . فعلى سبيل المثال ، يمكننا إجراء تجارب حيود باستخدام النيوترونات مع البللورات .

أخيراً يمكن أن نقول ضد سياستنا فى القبول أنه من الممكن أن يحدث أن بعض الأنوية « المستقرة » والتى قبلناها تكون حقيقية غير مستقرة على الرغم من أن أزمنة أعمارها طويلة إلى الدرجة التى لم نكتشف معها عدم استقرارها بعد . من المحتمل أن يؤدى هذا أخيراً إلى استبعاد أشياء قد تم قبولها بالفعل عن اقتناع .

٢١ – على ضوء ما سبق ، فإننا ندرك كرجال منطقيين ضرورة تعديل قواعد القبول . سوف نقبل الآن أجساماً تكون « على درجة صغيرة جداً من عدم الاستقرار » ، وطبقاً لتلك القواعد الجديدة فإننا نرحب بالنيوترون ونواة الراديوم . وهذا يعنى بأننا نتنازل أيضاً عن متطلبنا بأن يكون للجسيم كتلة محددة ، وذلك لأنه كما تعلمنا فى الفصل الثالث ، إذا ما كان لنظام ما زمن حياة τ ، فإن الطاقة (وفى هذه الحالة طاقة

السكون للجسيم) تحدد فقط طبقا لقاعدة عدم التيقن بقدر من الخطأ قدره $\hbar/\tau$ أو بمعنى آخر ، إذا كان العمر المتوسط للجسيم هو τ ، فإن عدم التيقن فى كتلة سكونه يجب أن تكون من القدر

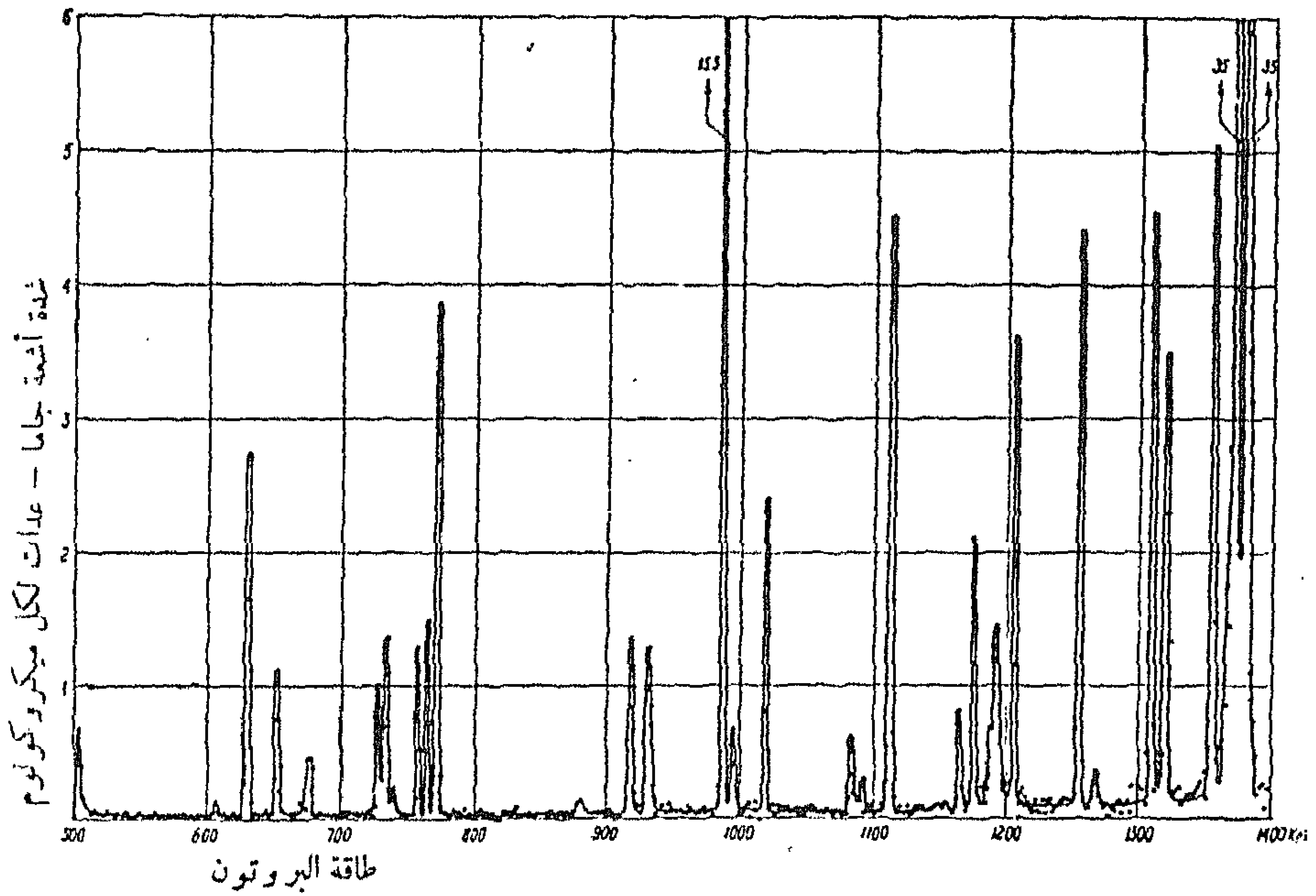
$$\Delta m \sim \frac{\hbar}{\tau c^2} \qquad (\text{٣١ أ})$$

بالنسبة للنيوترون يكون عدم التيقن هذا صغيراً إلى درجة كبيرة جداً — فيصل عدم التيقن هذا إلى أقل من 10^{-27} amu

٢٢ — فى لحظة تخلينا عن متطلبنا بالاستقرار المطلق من الصعوبة جدا اتخاذ القرار بالقدر الذى سوف يسمح به للجسيم فى عدم الاستقرار . الميون له زمن عمر نصف حوالى 10^{-6} ثانية وهو زمن قصير على المقياس العيانى ولكنه طويل جداً على المقياس الزمنى النووى . ينطبق هذا أيضاً على البيونات المشحونة ، حيث أن لها أزمنة عمر نصف حوالى 10^{-8} ثانية . ويجب إذن قبول تلك الجسيمات . البيون المتعادل له متوسط عمر قدره 10^{-16} ثانية . هذا الزمن مازال يعتبر طويلا بالمقارنة مع 10^{-24} ثانية . وبالإضافة إلى ذلك فإنه من الواضح أن البيون المتعادل على علاقة مع البيونات المشحونة . تبعاً لذلك فإننا نقبل البيون المتعادل أيضاً ، مع جسيمات أخرى مثل ميزونات K والهيبرونات متوسطات أعمار ميزونات K والهيبرونات هى بصفة عامة من الرتبة 10^{-10} ثانية . لاحظ أن عدم التيقن المناظر فى كتل سكونها ، كما هو معطى بالمعادلة (٢١ أ) ، مازال صغيراً جداً بالمقارنة مع كتل سكونها .

٢٣ — يجب علينا الآن اتخاذ القرار عما إذا كان من الواجب علينا قبول كل الحالات المثارة للذرات ، وللجزيئات وللأنوية . من الممكن الجدل فى جانب قبولها بأن الكثير من الحالات المثارة لها أعمار طويلة جداً بالمقارنة مع عمر البيون المتعادل ، أو فى الحقيقة طويلة بالنسبة لزمن حياة النيوترون . بعض الحالات المثارة تضمحل عن طريق انبعاث جسيمات مادية وبعضها يضمحل عن طريق انبعاث فوتونات . هل من العدل استبعاد الحالات المثارة فى حالة قبول « الحالة الأرضية لنواة $_{88}Ra^{226}$ ، والتى تضمحل أيضاً عن طريق انبعاث جسيم ؟ بالإضافة إلى ذلك ، فربما أن بعض الهيبرونات يجب اعتبارها « حالات مثارة » للنيوكليون ؟ (تضمحل كل الهيبرونات إلى جسيمات أخرى ، واحد ، وفقط واحد منها هو النيوكليون) نجد أنه من الصعوبة جداً مقاومة تلك الضغوط ، وتبعاً لذلك فإننا نقبل « الحالات المثارة » .

٢٤ — ندرك عند هذه النقطة بأن عضويتنا قد تعدت حد المليون بكثير ، وهذا مانجده غير مقبول . إذا كان هدفنا الأساسى هو تكوين مجموعة صغيرة نسبياً من الجسيمات يمكن التعامل معها ، فإن هذا المسعى قد أحبط الآن . بالإضافة إلى ذلك ، فإن تنازلنا الأخير بقبول « الحالات المثارة » يؤدى إلى بعض الشكوك الخطيرة حول كل سياستنا فى القبول لرؤية ذلك ، دعنا نأخذ فى الأعتبار التعيين العملى لحالة مثارة ، بمعنى مستوى طاقة أعلى من المستوى الأرضى لنظام . فى الفصل الثالث قمنا بشرح الكيفية التى تبدى بها الحالات المثارة نفسها كحالات رنين فى عمليات التطاير . ومثال لذلك هو التطاير الرنينى للضوء بواسطة ذرة . إذا ماقمنا بقياس تأثير ذرة كمركز تطاير للضوء كدالة لتردد الضوء ، فإننا نحصل على نهايات كبرى حادة عند ترددات تناظر الفروق فى الطاقة بين الحالات المثارة والحالات الأرضية . لكن ، هذه الظاهرة غير مقصورة على تطاير الضوء : نصادفها أيضاً فى تطاير الجسيمات المادية . شكل ٢٤ أ يوضح مثالا لذلك . المحور الصادى فى هذا الشكل هو مقياس لمساحة المقطع المستعرض ، والمنحنى يوضح إذن مساحة المقطع المستعرض المقاسة عمليا ، كدالة للطاقة ، بالنسبة لامتصاص الألومنيوم للبروتونات . القمم الحادة فى مساحة المقطع المستعرض تكشف عن أماكن الحالات المثارة فى نواة السيليكون الناتجة فى التفاعل .

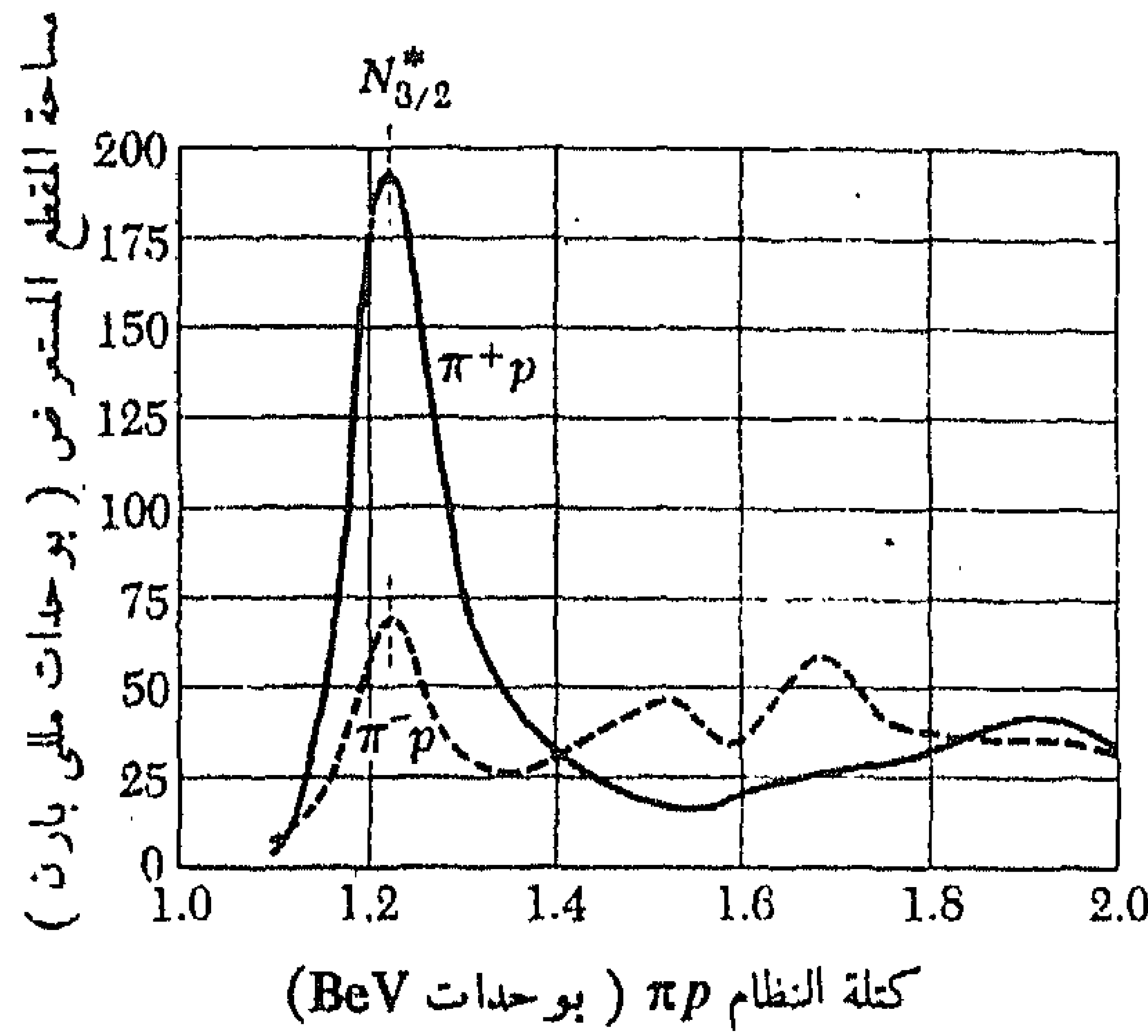


شكل ٢٤ أ منحنى الناتج بالنسبة للتفاعل $Al^{27} + p \rightarrow Si^{28} + \gamma$
مأخوذ من بحث بواسطة
K. J. Brostrom, T. Huus, and R. Tangen, «Gamma-Ray Yield Curve of Aluminum Bombarded with Protons», *Physical Review* 71, 661 (1947).

المحور الصادى مقياس لمساحة المقطع المستعرض للتفاعل . المحور السينى يمثل طاقة الحركة للبروتونات الساقطة ، بوحدات keV ، فى مناط إسناد المعمل . القمم الحادة تمثل رنيناً . يكشف الرنين عن وجود حالات مثارة فى نواة السيليكون ناتجة فى التفاعل .

(بالأذن من *The Physical Review*)

تعتبر سعة قمة الرنين T مقياساً لعدم التيقن فى طاقة الحالة المثارة المناظرة . طالما كان الرنين حاداً جداً فإن تفسير الرنين كتجل لحالات مثارة يعتبر أمراً واضحاً . لقد اتفقنا على أن تكون مثل هذه الحالات المثارة « جسيمات » . دعنا نفحص الآن شكل ٢٤ ب الذى يوضح مساحة المقطع المستعرض لتطاير البيونات من البروتونات ، كدالة للطاقة . يوضح المنحنى الخاص بتطاير البيونات الموجبة قمة واحدة بارزة فى مساحة المقطع المستعرض ، بالإضافة إلى « بروز » بسيط عند طاقة أعلى . تبدى مساحة المقطع المستعرض بالنسبة للبيونات السالبة ثلاث قمم متواضعة التحديد . هل كل هذه القمم مناظرة لجسيمات ؟ اتجاه الكثير من الفيزيائيين فى هذه الأيام هو القول بأنها تناظر جسيمات . كتل هذه « الجسيمات » (؟) هى ببساطة الأحداثيات السينية للنهايات العظمى .



شكل ٢٤ ب المنحنيان يوضحان مساحة المقطع المستعرض المشاهدة فى تطاير البيونات الموجبة السالبة من البروتونات . المحور الصادى يمثل مساحة المقطع المستعرض الكلية بالمللى بارن ، ويمثل المحور السينى الطاقة الطاقة الكلية للبيون والبروتون فى مناط إسناد مركز الكتلة . من الملائم التعبير عن الطاقة بهذه الطريقة ، وذلك لأن مكان القمة البارزة يناظر مباشرة كتلة « الجسيم » أو حالة الرنين .

لاحظ القمم الكبيرة عند طاقة حوالى 1.238 BeV . تناظر هذه الطاقة طاقة حركة للبيون حوالى 195 MeV فى مناط إسناد المعمل الذى يتصادم فيه البيون الساقط مع بروتون فى حالة سكون .

لقد رمزنا إلى ذلك الرنين بالرمز $N^*_{3/2}$. أيضاً يوجد الرمز $\Delta(1238)$ بكثرة فى المنشورات .

٢٥ — والمشكلة التى نواجهها هى المكان الذى نرسم فيه الخط . فمن المؤكد أننا لانريد بأن كل «بروز» صغير يظهر فى منحنى المقطع المستعرض كدالة للطاقة يدل على وجود جسيم ، ولكن من جهة أخرى ، فإن أى قاعدة تعطى على أن الرنين يجب أن يكون ضيقاً « لدرجة كافية » حتى نقبله محدداً لجسيم تعتبر قاعدة اختيارية إلى حد ما . وبمعنى آخر : إذا ما كنا لنقبل شيئاً فى مجموعة الجسيمات فلايمكن إذن أن يكون فترة عمره قصيرة جداً ، لكن أين يمكننا رسم الخط ؟ .

دعنا نعد فحص أهدافنا . ربما لانجنى شيئاً فى الحقيقة بمحاولتنا التعريف بدقة ماذا نقصد بالجسيم بصفة عام . أخذتنا محاولاتنا فى هذا المضمار إلى نوعية من الأشياء فيها الملايين من الأعضاء ، تحتوى ، ضمن جسيمات أخرى أشياء متميزة كيفيا مثل البيونات وجزيئات البروتون . تبعاً للاستخدام العام للغة الإنجليزية فيمكن منطقيا أن تسمى هذه الأشياء بجسيمات ، لكن من الصعوبة أن نتوقع تعلم أى شىء أساسى عن التفاعلات البينية الأساسية إذا ماحاولنا معاملة البيونات فى نظريتنا الأساسية على قدم المساواة مع جزيئات البروتين . من الواضح أن بعض الجسيمات عبارة عن أنظمة مركبة ويجب علينا وصفها فى نظريتنا كذلك : يجب أن « نصفهما » بدلالة التفاعلات البينية لمركباتهما الأكثر أولية .

من وجهة نظر عملية يمكننا التفكير فى هيكل من عدد متزايد من الجسيمات الأولية . فسوف تختلف نظرتنا عن « المكونات الأولية » لنظام مركب وذلك تبعاً لنوعية الظاهرة الفيزيائية التى ترغب فى تدارسها . من الدارج فى الاستخدام العام للغة الإنجليزية القول بأن الجزىء عبارة عن حالة مترابطة لذرات ، وأن الذرة هى حالة مترابطة من النواة وعدد من الألكترونات ، وأن النواة هى حالة مترابطة من بروتونات ونيوترونات . لكن ، ليس من الواضح بأى طريقة يكون البروتون ، والنيوترون ، والألكترون حالات مترابطة من أى شىء آخر : من الممكن أن تكون ضمن الجسيمات الأولية النهائية . وبهذا فإنها أشياء ذات اهتمام خاص فى نظرية أساسية .

٢٦ – دعنا نتدارس الفئة الفرعية من الجسيمات الأولية (الحقيقية ؟) ضمن كل جسيماتنا . وسوف يكون مبدؤنا الأول هو عدم قبول أى شىء يكون « من الواضح مركبا » فى هذه المجموعة الصغيرة المنعزلة . ناقشنا فى الفصل الأول بعض المعايير العملية فيما يختص بالطبيعة المركبة أو الأولية لجسيم . كل الذرات ، وكل الجزيئات ، وأيضاً كل الأنوية الأثقل من البروتون تكون من الواضح مركبة وإذن سوف نستبعدها من فئتنا الفرعية الجديدة . يبقى لنا إذن بعد ذلك حوالى مائة جسيم لاتبدو مركبة . نقبل البروتون ، والنيوترون ، والبروتون المضاد ، والنيوترون – المضاد ، والهيبرونات طويلة العمر وجسيماتها المضادة ، والبيونات وميزون –K ، والميونات والنيوترينوات ، والألكترون والبوزيترون ، والفوتون . وفيما عدا البروتون ، والبروتون – المضاد ، والألكترون ، والبوزيترون ، والفوتون والنيوترينوات ، فإن كل تلك الجسيمات غير مستقرة ، لكن من وجهة نظر مناقشتنا السابقة فسوف لانستخدم الاستقرار المطلق كشرط للقبول .

جدول ٢٦ (أ) : اللبتونات :

الجسيم	الشحنة	الكتلة MeV
الألكترون e^-	$-e$	0.511
البوزيترون e^+	$+e$	0.511
μ^- الميسونات	$-e$	105.7
μ^+	$+e$	105.7
نيوترينو -e ν_e	0	0
مضاد النيوترينو-e $\bar{\nu}_e$	0	0
نيوترينو -μ ν_μ	0	0
مضاد النيوترينو -μ $\bar{\nu}_\mu$	0	0

الميونات غير مستقرة وتضمحل تبعاً لـ : $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu$ (من المفروض أن يكون أحد النيوترينوات -μ ، والآخر نيوترينو-e) . العمر المتوسط للميونات هو 2.20×10^{-6} sec . الجسيمات الأخرى مستقرة . كل اللبتونات لها كمية تحرك زاوية مغزلية ½ .

تقسم الجسيمات الأولية إلى أربع طوائف . والفوتون هو العضو الوحيد فى الطائفة الأولى . الطوائف الثلاث الأخرى هى **اللبتونات ، والميزونات والباريونات** (متضمنة الباريونات المضادة) . وتتضمن الجداول ٢٦ أ – جـ بعضاً من خواص اللبتونات وأيضاً الميزونات والباريونات الأكثر احتراماً* . (أنظر أيضاً جدول ب فى الملحق) .

جدول ٢٦ (ب) : ثمانية الميزون الأساسية :

الجسيم		الكتلة MeV	متوسط زمن الحياة sec	طرق الاضمحلال الأساسية
البيونات المشحونة	π^+ π^-	139.60	2.61×10^{-8}	$\mu^+ \nu_\mu$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu$
البيون المتعادل	π^0	134.98	0.89×10^{-16}	$\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$
ميزونات K المشحونة	K^+ K^-	493.8	1.23×10^{-8}	$\mu^{\pm} \nu$ $\pi^{\pm} \pi^0$ $\pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$
ميزونات K المتعادلة $\left\{ \begin{matrix} K_1 \\ K_2 \end{matrix} \right.$	$\left. \begin{matrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{matrix} \right\}$	497.9	0.87×10^{-10} 5.68×10^{-8}	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi \; \mu \; \nu$ $\pi \; e \; \nu$
ميزون – إيتا	η	548.6	? $< 7 \times 10^{-20}$ $> 7 \times 10^{-21}$	$\gamma \; \gamma$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \gamma \gamma$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$

الميزون بعاليه لها كمية تحرك زاوية مغزلية 0 وعدد باريونى 0 . ميزونى K المتعادلين K^0 و $\bar{K}^0$ يتصرفان فى اضمحلالها وكأنهما « مخاليط » من جسيمين K_1 و K_2 بأزمنة حياة مختلفة وباختلافات كتلية ضئيلة جداً . البروتون

---

* يبدو أن المصطلحات الخاصة بالجسيمات الأولية قد تم اختراعها فى سبيل الإيحاء بجو يونانى كلاسيكى للموضوع . على الرغم من أن معرفة المؤلف باللغات الكلاسيكية محدودة للغاية ، فإنه يشعر بأن لديه سبباً كافياً جداً للشك فى أن المبادىء اللغوية التى يرتكز عليها هيكل المصطلحات الصوتية « اليونانية » ليست صحيحة كلية .

جدول ٢٦ (جـ) : ثمانية الباريونات الأساسية :

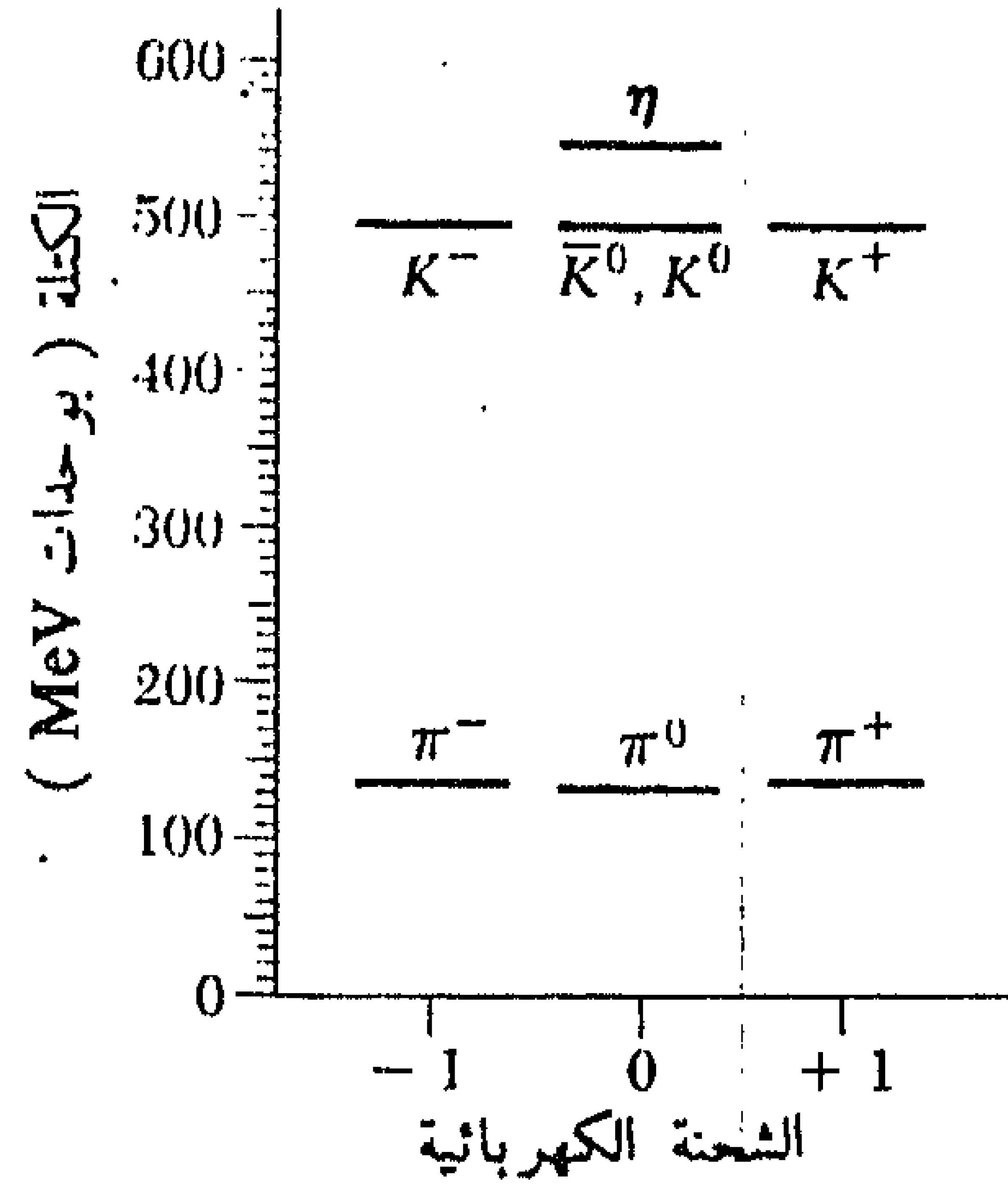
الجسيم		الكتلة MeV	متوسط زمن الحياة sec	طرق الاضمحلال الأساسية
البرتون	p	938.256		—
النيوترون	n	939.550	1.01×10^3	$pe^-\bar{\nu}$
هيبرون لامبدا	Λ	1115.58	2.51×10^{-10}	$p\pi^-$ $n\pi^0$
هيبرونات – سيجما	Σ^+	1189.47	0.81×10^{-10}	$p\pi^0$ $n\pi^+$
	Σ^0	1192.56	$< 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$
	Σ^-	1197.44	1.65×10^{-10}	$n\pi^-$
جسيمات التتابع	Ξ^0	1314.7	3.0×10^{-10}	$\Lambda\pi^0$
	Ξ^-	1321.2	1.7×10^{-10}	$\Lambda\pi^-$

هذه الجسيمات جميعاً لها كية تحرك زاوية مغزلية $\frac{1}{2}$ وعدد باريونى 1 + . يوجد ثمانية للباريونات المضادة تحتوى على الجسيمات المضادة لجسيمات بعالية . الجسيمات المضادة لها نفس الكتلة ، المغزلية ، ومتوسط العمر ، لكن لها شحنات وإعداد باريونية مضادة .

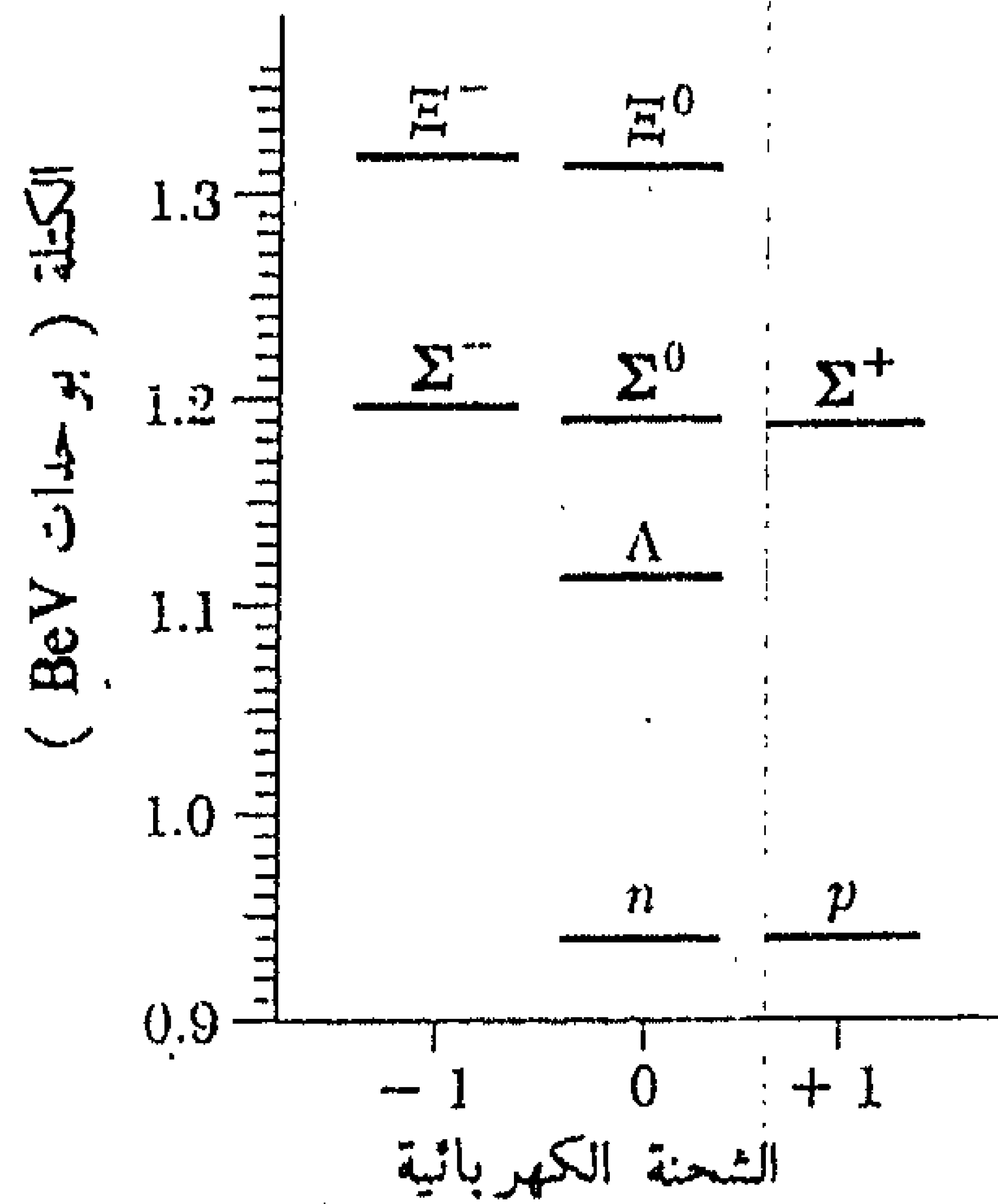
٢٧ — نرى فى الشكلين ٢٧ أ – ب الميزونات والباريونات المدرجة فى الجدولين ٢٦ ب – جـ على صورة رسومات بيانية تماثل إلى درجة كبيرة تخطيطات الحدود التى تمت مناقشتها فى الفصل الثالث . يمثل كل جسيم بخط أفقى قصير على رسم بيانى يمثل فيه المحور الصادى الكتلة الساكنة (بوحدات MeV) والمحور السينى الشحنة الكهربائية (يبين مركز الخط الأفقى شحنة الجسيم) .

طبقاً للأفكار السائدة يجب اعتبار رسوماتنا البيانية للجسيمات على أنها مكافئة تماماً لتخطيطات الحدود بالنسبة الذرات . يناظر كل رسم بيانى « متعددة » من جسيمات شديدة الارتباط ببعضها البعض والتى يمكن اعتبارها فى مفهوم معين وكأنها حالات مختلفة للجسيم « العام » للمتعددة .

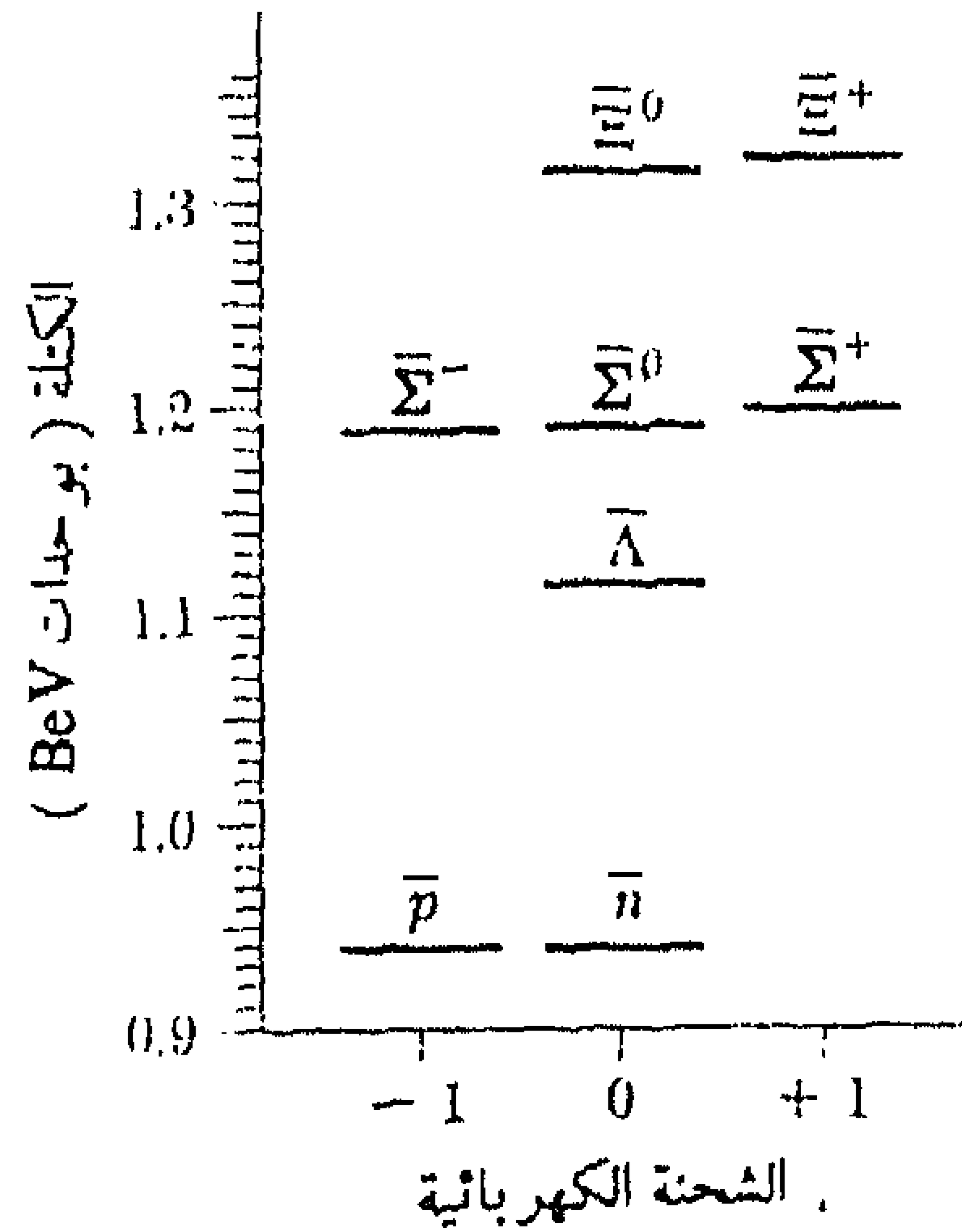
يبين شكل ٢٧ جـ متعددة الباريونات – المضادة مكونة من ثمانية من الجسيمات هى الجسيمات المضادة للثمانية باريونات المبينة فى شكل ٢٧ ب . الجسيمات المضادة للميزونات المبينة فى شكل ٢٧ أ محتواه فى نفس الرسومات البيانية : ونعبر عن ذلك بقولنا بأن الثمانية الميزونية مترافقة ذاتية . البيون السالب إذن هو الجسيم المضاد للبيون الموجب وميزون K السالب هو الجسيم المضاد لميزون K الموجب . الجسيمان المرموز لهما بالرمزين K^0 و $\bar{K}^0$ يكونان زوجاً من جسيم – جسيم مضاد . البيون المتعادل وميزون إيتا هما ذاتياً جسيماتهما المضادة .



شكل ٢٧ أ الطيف الكتلى للثمانية الميزونية والتى تنتمى إليها البيونات وميزونات K . كل تلك الجسيمات لها عدد باريونى مساو للصفر وكية تحرك زاوية مغزلية مساوية للصفر . ميزونى K المتعادلتين K^0 و $\overline{K}^0$ ويرمز لهما بالخط المزدوج فى تخطيط الحدود ، لهما نفس الكتلة إلى درجة دقة هذا الرسم البيانى ، أزواج الجسيم – الجسيم المضاد موضوعه بتماثل بالنسبة للخط الرأسى المناظر للشحنة صفر . الجسيان π^0 و η هما ذاتياً نفس جسيماتهما المضادة . الجسيم $\overline{K}^0$ هو الجسيم المضاد لجسيم K^0 .



شكل ٢٧ ب الطيف الكتلى للثمانية الباريونية والتى ينتمى إليها البروتون (p) والنيوترون (n) . كل هذه الجسيمات لها عدد باريونى +1 وكية تحرك زاوية مغزلية ½ . يمكن تفسير هذا الشكل على أنه تخطيط للحدود ، يبين الحالات الثمانى المختلفة « للجسيم العام » المصاحب لهذه المتعددة .



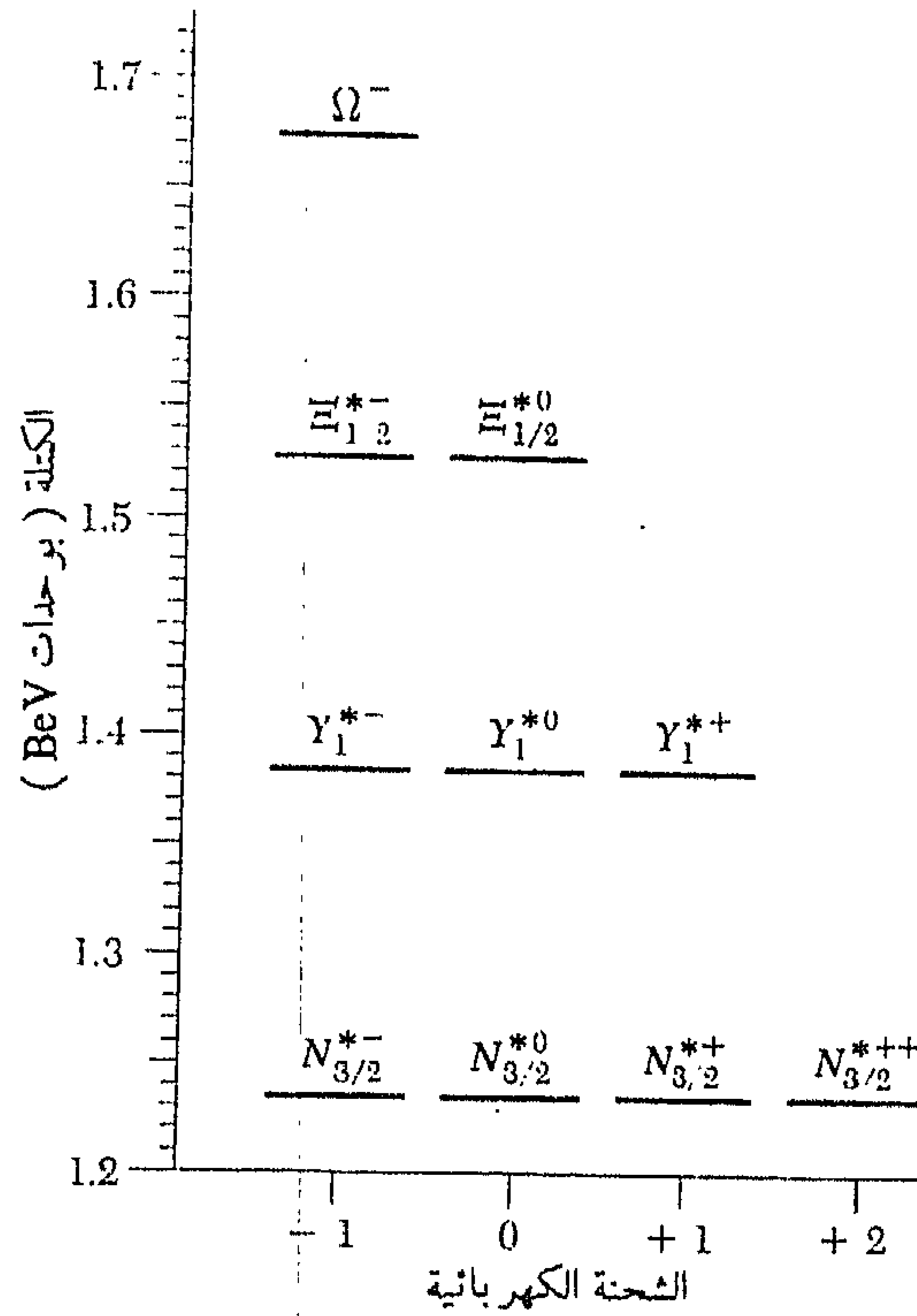
شكل ٢٧ جـ الطيف الكتلى لثمانيـــة الباريونات – المضادة والتى تتضمن الجسيمات المضادة للجسيمات المبينة فى شكل ٢٧ ب كل الجسيمات فى المتعددة التى على اليمين لها عدد باريونى 1 – وكمية تحرك زاوية مغزلية ½ .
إذا ما عكسنا الرسم البيانى للباريونات بالنسبة لخط الرأسى المناظر للشحنة صفر نحصل على الرسم البيانى المناظر للباريونات المضادة والعكس صحيح .

يبين شكل ٢٧ د متعددة من عشرة باريونات متضمنة الرنين المرموز له بالرمز $N^*_{3/2}$ فى شكل ٢٤ ب . مكانة تلك الجسيمات (الرنين) ربما مازالت معرضة لبعض الشك ، لكن معظم الفيزيائيين فى أيامنا هذه سيكونون على استعداد لقبولها ضمن الجسيمات الأولية .

٢٨ – نصنف التفاعلات المتبادلة الموجودة فى الطبيعة إلى **تفاعلات متبادلة قوية** (تنتمى « القوى النووية » إلى هذه الفئة) ، **وتفاعلات متبادلة كهرمغناطيسية** ، **وتفاعلات متبادلة ضعيفة وتفاعلات متبادلة جاذبية** تتفاعل الميزونات ، والباريونات والباريونات المضادة كلها تفاعلا تبادلياً قوياً مع بعضها البعض . ولا يتأثر الفوتون واللبتونات بالتفاعلات المتبادلة القوية إذ تخضع تصرفاتها للتفاعلات المتبادلة الكهر مغناطيسية والضعيفة . والجسيمات التى تتفاعل مع بعضها تفاعلا تبادلياً قوياً (والتى كثيراً مايشار إليها حاليا بالهادرونات) تشارك أيضاً فى التفاعلات المتبادلة الكهرمغناطيسية والضعيفة . والكثير من الجسيمات غير المستقرة من بينها تضمحل « عن طريق » التفاعلات المتبادلة الضعيفة ، وتبعاً لذلك فإن لها أزمنة أعمار طويلة جداً تبعاً للمقياس الزمنى النووى .

وتخضع التفاعلات المتبادلة للجسيمات الأولية لعدد من قوانين البقاء (الحفاظ) ومبادىء التماثل اللافتة جداً للأنظار . وينص أحد قوانين الحفاظ هذه على أن الشحنة الكهربائية الكلية تظل ثابتة فى كل التفاعلات المتبادلة* . ويوجد قانون مشابه بالنسبة للعدد الباريونى

* الحفاظ على الشحنة الكهربائية هو مبدأ أساسى من مبادىء النظرية الكهربية والمغنطيسية أنظر سلسلة بير كلى للفيزياء المجلد الثانى ، الكهربية والمغناطيسية ، صفحة 4 ، لمناقشة هذه النقطة .



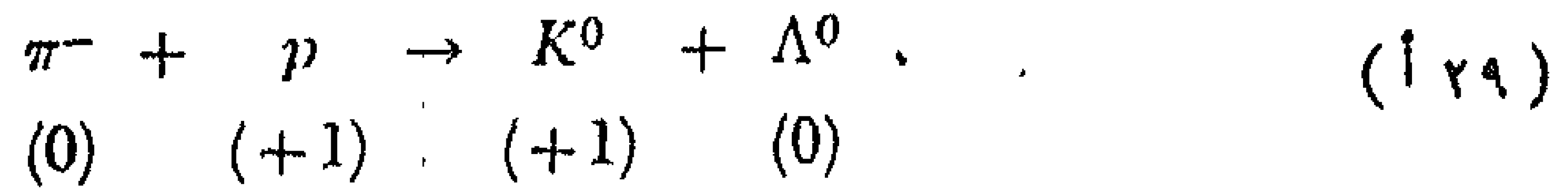
شكل ٢٧ د تخطيط حدود يبين متعددة من عشرة باريونات تتضمن أكثر الرنينات بروزاً فى تطاير البيون – والنيوكليون . (أنظر شكل ٢٤ب لمساحة المقطع المستعرض للبيون – والنيوكليون) يرمز إلى الرنينات فى الشكل بالرمز $N^*_{3/2}$. (يستخدم الرمز Δ أيضاً فيما ينشر عن تلك الجسيمات). كل الجسيمات المبينة لها عدد باريونى 1 + وكمية تحرك زاوية مغزلية $\frac{3}{2}$.

تناسق الجسيمات فى التشكيل الموضح عاليه يدعو حتما إلى الدهشة . وليست التفاصيل فى الوقت الحالى مفهومه بالقدر الكافى . يمكن تفهم السبب ، فى دمج رنينات البيون – والنيوكليون فى متعددة من عشرة جسيمات على أساس مبدأ التماثل المعروف بطريق الثمانى طيات . حقيقة تم توقع جسيم أوميجا السالب نظرياً قبل اكتشافه عملياً . وزمن العمر المتوسط لهذا الجسيم هو 1.5×10^{-10} sec كل الجسيمات الأخرى فى الرسم البيانى لها أزمنة أعمار متناهية القصر .

اذا ما خصصنا عدد باريونى مساوياً للصفر للفوتون ، وللبتونات والميزونات ، وعدد باريونى 1 + للباريونات فى جدول ٢٦ جـ وعدد باريونى 1 − للباريونات − المضادة المناظرة ، فسوف نتمكن إذن من التقرير بأن العدد الباريونى الكلى محافظ عليه فى كل التفاعلات المتبادلة . المبدأ « يصف » فى مفهوم معين استقرارية البروتون . بما أن البروتون هو الأخف ضمن الباريونات فإنه لايمكن أن يضمحل إلى أى جسيمات أخرى دون نقض لمبدأ الإبقاء أو الحفظ .

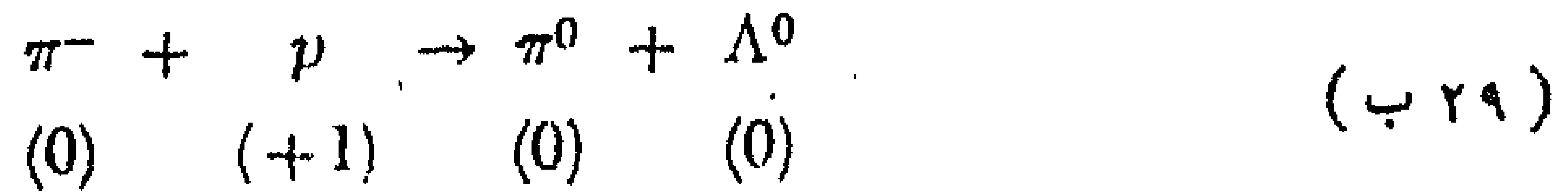
٢٩ − يعتقد بأن قانونى الحفاظ اللذين تم ذكرهما يتحققان بالنسبة لكل التفاعلات المتبادلة . وتعرف قوانين حفاظ أخرى وتبدو بأنها تميز الأنواع المختلفة من التفاعلات المتبادلة . كمثال لذلك الحفاظ على شىء يعرف بالشحنة الزائدة بواسطة التفاعلات المتبادلة القوية والكهرمغناطيسية . يمكننا تخصيص عدد كى للشحنة الزائدة (عدد صحيح) لكل واحد من الجسيمات الأولية التفاعل البينى بطريقة يتم بها دائماً الحفاظ على الشحنة الزائدة فى كل العمليات القوية والكهرمغناطيسية . لكن التفاعلات البينية الضعيفة لاتحافظ على الشحنة الزائدة . تبين الرسومات البيانية فى الأشكال ٢٩ أ − د تخصيص الأعداد الكمية للشحنة الزائدة لجسيمات مختارة متفاعلة بينياً تفاعلا قوياً .

دعنا نعتبر بعض أمثلة توضح مايعنيه الحفاظ على الشحنة الزائدة . التفاعل



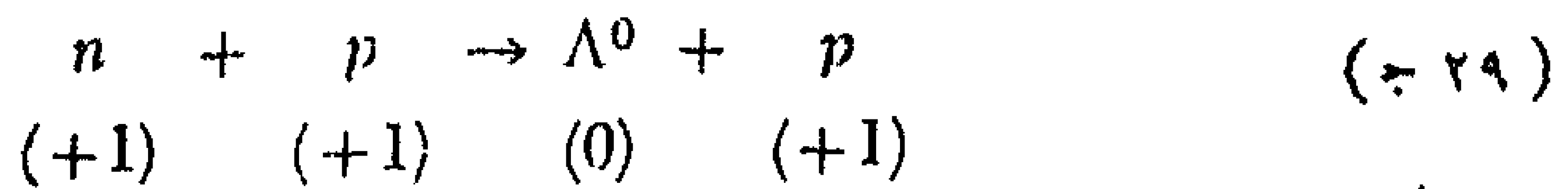
$$\underset{(0)}{\pi^-} + \underset{(+1)}{p} \rightarrow \underset{(+1)}{K^0} + \underset{(0)}{\Lambda^0} \qquad (\text{٢٩ أ})$$

متاح تبعاً لمبدأ الحفاظ على الشحنة الزائدة ، ومعروف جيدا بأنه يحدث عندما تتصادم بيونات سالبة ذات طاقة كافية مع بروتونات . (الأعداد تحت رموز الجسيمات تبين شحنتها الزائدة) . التفاعل



$$\underset{(0)}{\pi^-} + \underset{(+1)}{p} \rightarrow \underset{(0)}{\pi^0} + \underset{(0)}{\Lambda^0} \qquad (\text{٢٩ ب})$$

ممنوع حدوثه بواسطة مبدأ الحفاظ على الشحنة الزائدة . هذا يعنى على وجه الخصوص بأنه لايمكن أن ينتج جسيم لامبدأ فى تصادم بيون − بروتون إلا فى الحالة التى توجد فيها طاقة كافية لتخليق ميزون K تبعاً للتفاعل (٢٩ أ) . لم يحدث مشاهدة مثال للتفاعل (٢٩ ب) أبدا . التفاعل



$$\underset{(+1)}{n} + \underset{(+1)}{p} \rightarrow \underset{(0)}{\Lambda^0} + \underset{(+1)}{p} \qquad (\text{٢٩ جـ})$$

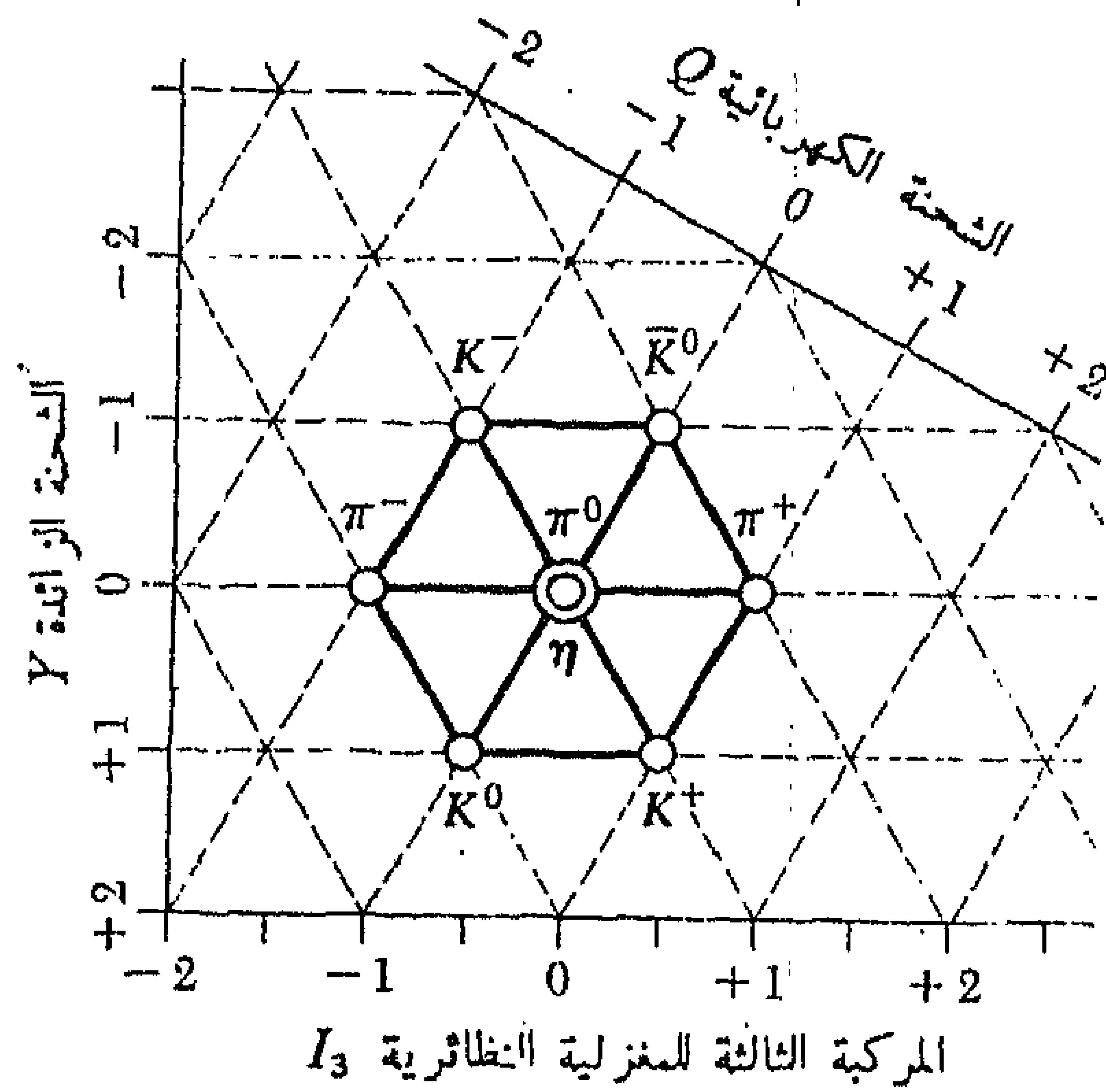
هو أيضاً غير متاح . وعدم حدوثه فى الطبيعة كتفاعل بينى قوى يعتبر أمراً عملياً راسخاً .

أحد نماذج الاضمحلال لجسيم لامبدا يكون



$$\underset{(0)}{\Lambda^0} \rightarrow \underset{(0)}{\pi^-} + \underset{(+1)}{p} \qquad (\text{٢٩ د})$$

الأمر الذى يخالف الحفاظ على الشحنة الزائدة . التفاعلات البينية الضعيفة مسئولة عن هذا الاضمحلال ، وذلك واضح من المعدل النسبى البطىء الذى يحدث به الاضمحلال . التعليل بالنسبة لزمن العمر الطويل لجسيم لامدا (زمن عمر متوسط 10^{-10} sec يعتبر طويلا على المقياس « النووى » الزمنى) هو أن مبدأى الحفاظ على العدد الباريونى والشحنة الزائدة يمنعانها من الاضمحلال بأية وسيلة أخرى غير التفاعلات المتبادلة الضعيفة .



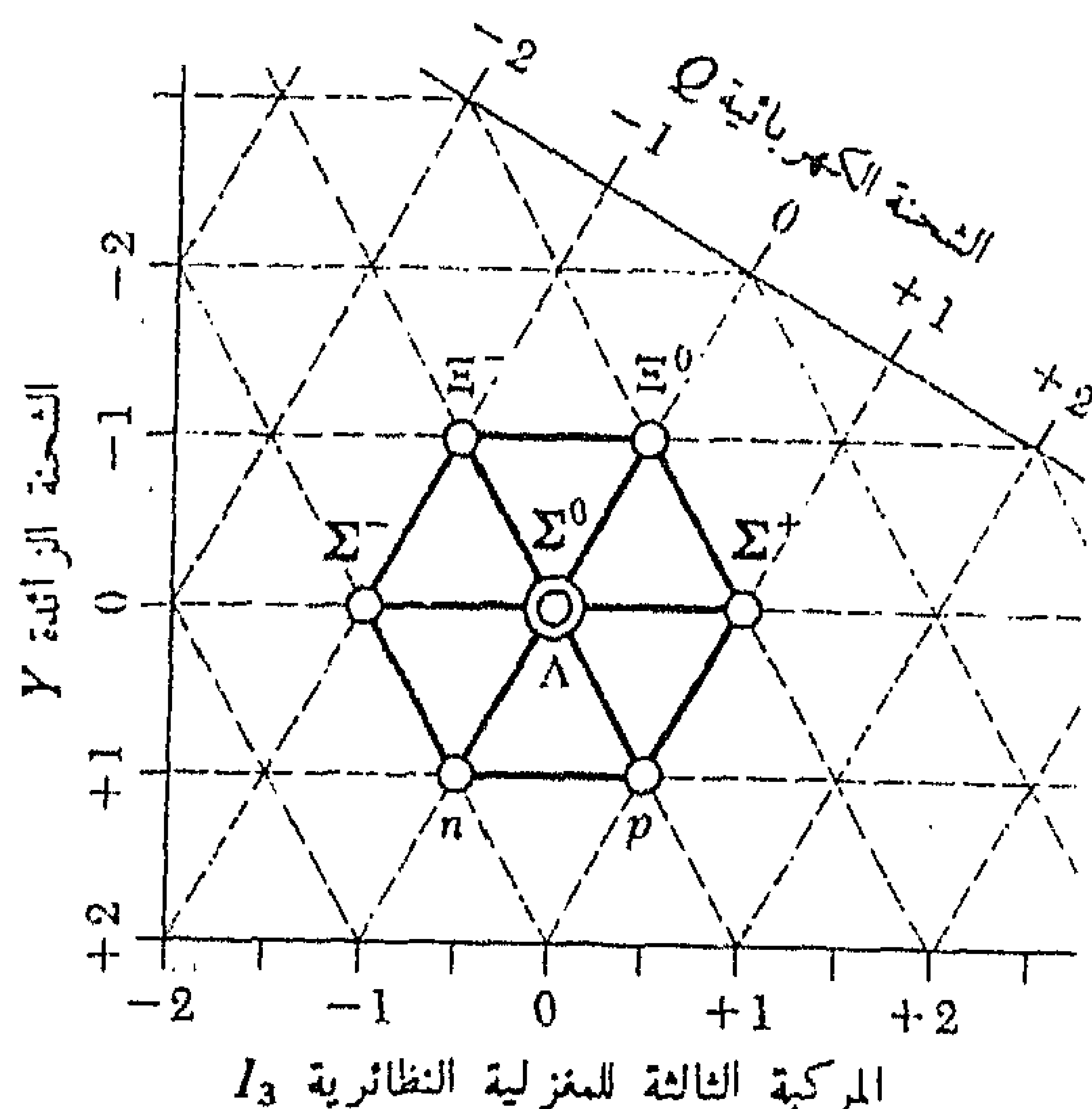
شكل ٢٩ أ رسم بيانى يوضح الشحنة الكهربائية والشحنة الزائدة للجسيمات التى فى الثمانية الميزونية المبين طيفها الكتلى فى شكل ٢٧ أ . الشحنة الزائدة الكلية يحافظ عليها فى تفاعل بينى قوى أو كهرمغناطيسى . الشحنة الكلية يحافظ عليها فى كل التفاعلات البينية .

يصبح التشكيل مبهجاً للعقل على وجه الخصوص إذا مارسمنا الجسيمات على شبكة أحداثيات سداسية كما هو مبين بعاليه . تتنبأ نظرية طريق الثمانى طيات للتماثل بأن التشكيل يجب أن يكون كما هو مبين بالنسبة لمثل هذا الرسم . وعلى وجه الخصوص تتنبأ النظرية بجسيمين فى مركز الرسم ، فى هذه الحالة الجسيمان π^0 و η .

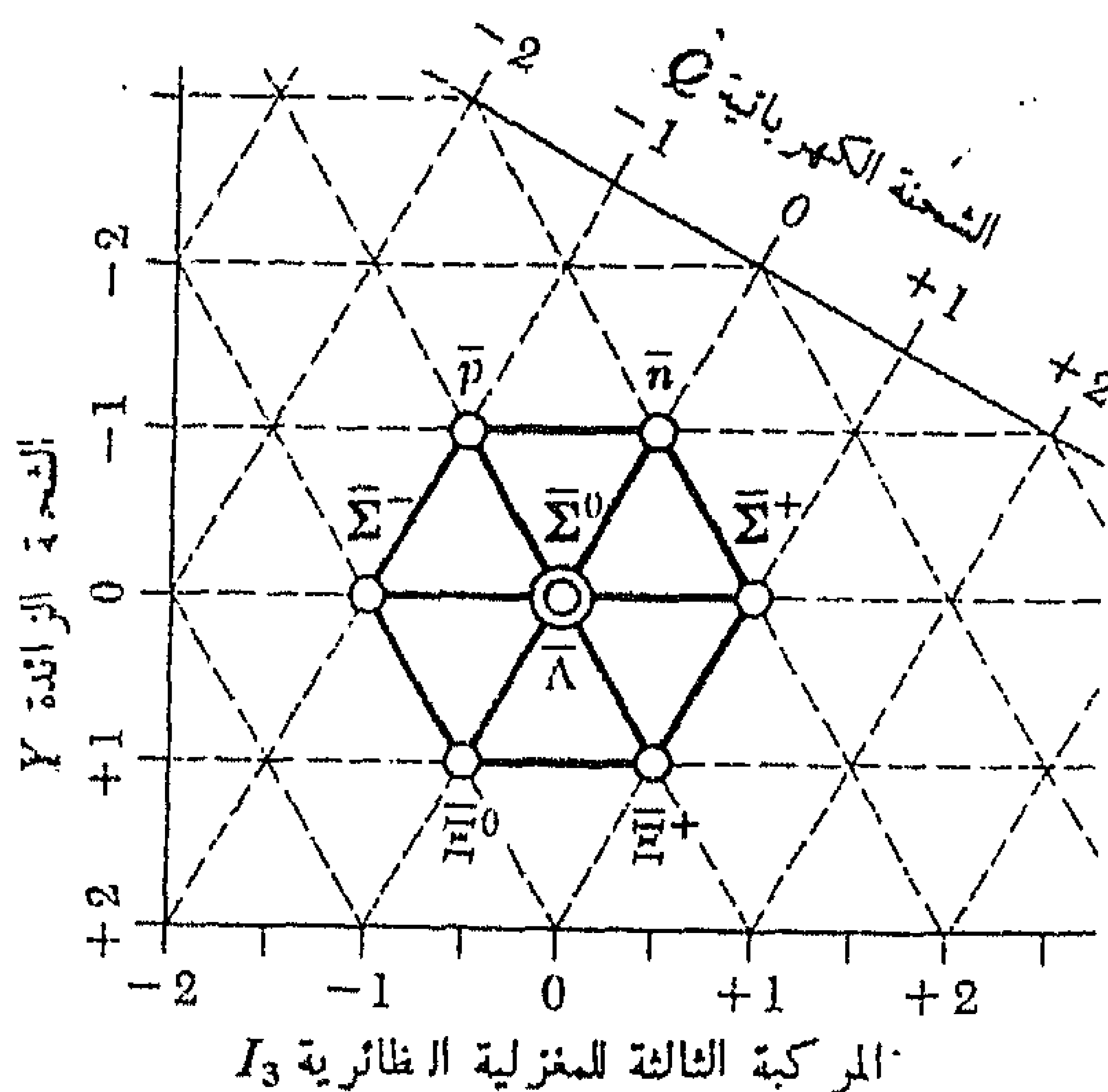
يعبر المحور السينى عن عدد كمى آخر شائع الاستخدام ويسمى بالمركبة الثالثة للمغزلية النظائرية . هذه الكمية يرمز لها بالرمز I_3) يحافظ عليها أيضاً فى كل التفاعلات البينية القوية والكهرمغناطيسية .

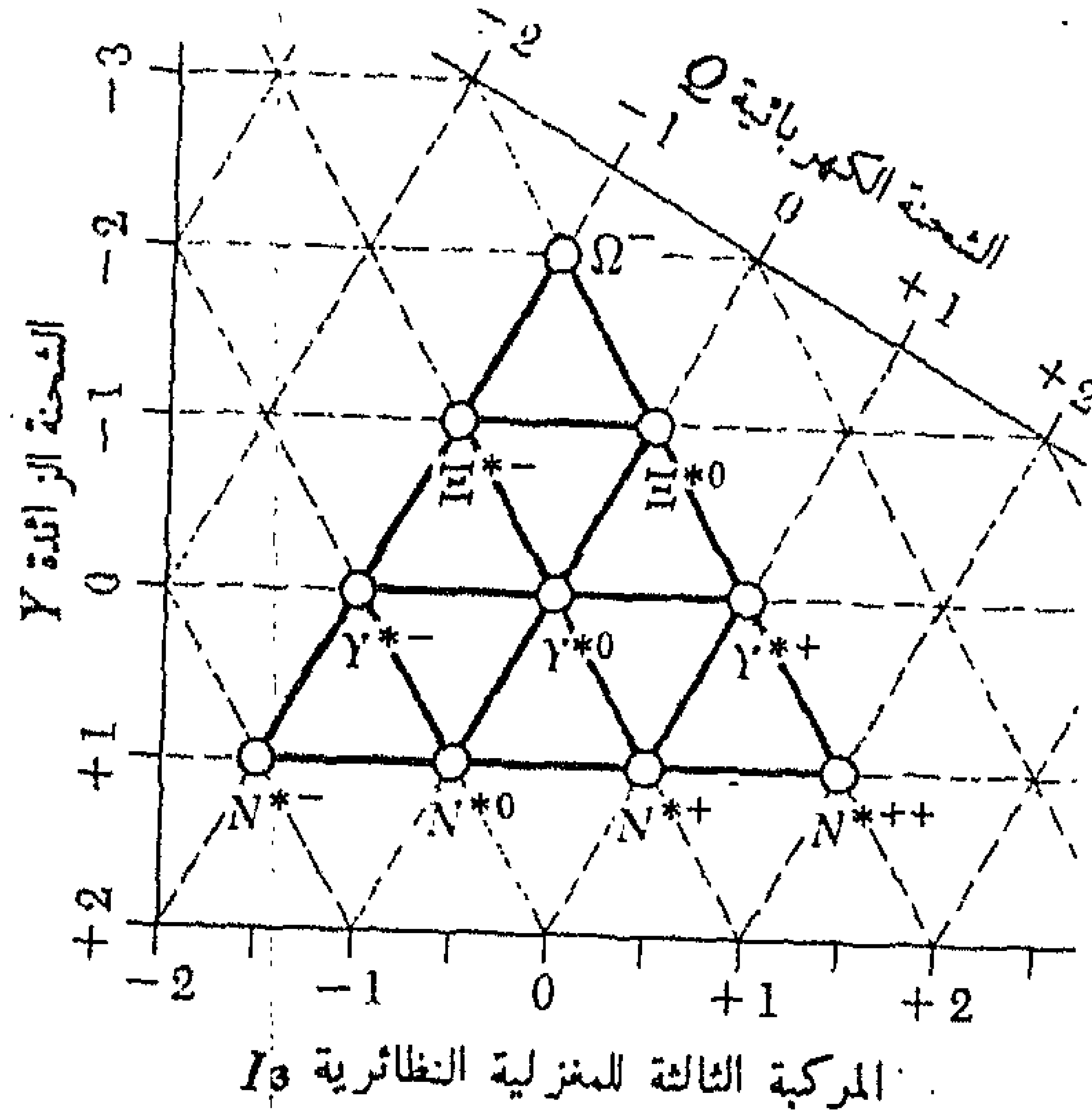
كل الجسيمات بالشكل لها عدد باريونى 0 وكمية تحرك زاوية مغزلية 0 .

شكل ٢٩ ب شكل تماثل خاص بنظرية طريق الثمانى طيات بالنسبة الثمانية الباريونية والتى ينتمى إليها البروتون والنيوترون . يجب أن يفهم بوضوح بأن تشكيل الجسيمات فى رسم بيانى للشحنة الزائدة مع الشحنة يتم تحديده بواسطة القيم المشاهدة عمليا هذه المقادير . يعبر الشكل إذن عن نتائج عملية ، والتى على الرغم من ذلك تجد مكانها بطريقة جيدة جداً فى نظرية طريق الثمانى طيات للتماثل . لاحظ أن هيكل هذه الثمانية هو نفس هيكل الثمانية الميزونية المبينة فى شكل (٢٩ أ) .
كل الجسيمات بعاليه لها عدد باريونى 1 + وكمية تحرك زاوية مغزلية ½ .



شكل ٢٩ جـ شكل تماثل لنظرية طريق الثمانى طيات بالنسبة لثمانية الباريونات – المضادة المناظرة للباريونات المبينة فى شكل ٢٩ ب . توضح الجسيمات المضادة هنا بواسطة خطوط فوق رموز الجسيمات كل لجسيمات الممثلة فى هذا الرسم لها عدد باريونى 1 — وكمية تحركِ زاوية مغزلية ½ .
للجسيم المضاد الشحنةالكهربائية العكسية والشحنة الزائدة العكسية لنظيرتيهما فى الجسيم المقابل .





شكل ٢٩ د رسم تماثل بيانى لنظرية طريق الثمانى طيات للعشرية الباريونية والتى ينتمى إليها رنينات البيون – نيوكليون الأساسية . يبين الرسم البيانى تخصيصات الشحنة الزائدة لجسيمات العشرية . كتل هذه الجسيمات مبينة فى شكل ٢٧ د .

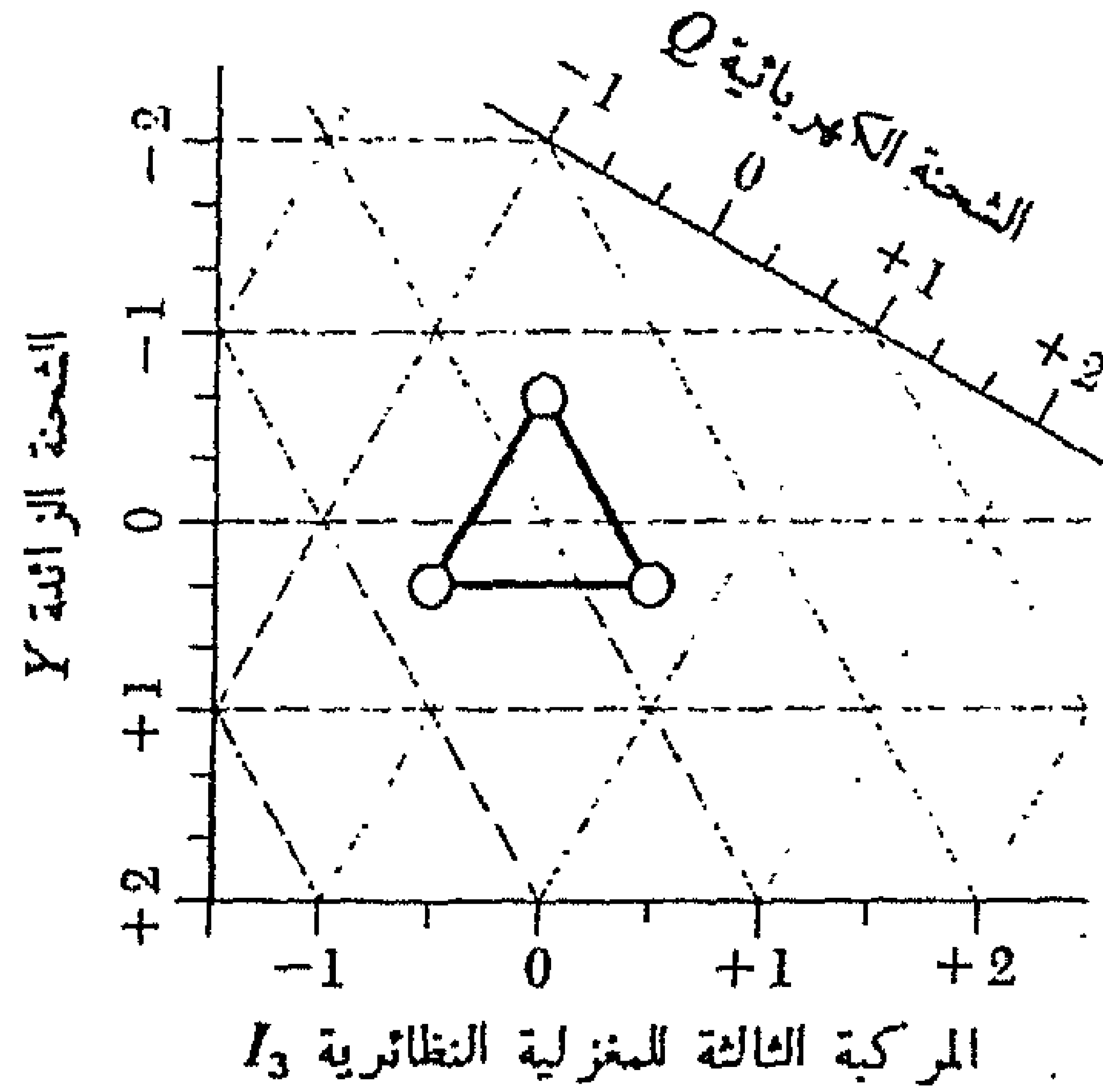
٣٠ – تعكس الرسومات البيانية التى فى الأشكال ٢٩ أ–د الخواص المشاهدة عمليا للجسيمات . أن لها مظهراً يدعو إلى الدهشة ، ومن الواضح أننا نشاهد هنا لمحة من بعض خبايا تماثل الطبيعة . نحصل على نفس الانطباع إذا ما نظرنا إلى تخطيط الحدود فى شكل ٢٧ د : لاحظ الفاصل المنتظم واللافت للنظر للمستويات

فى وقتنا هذا لدينا فقط مفهوم محدود جداً عما يكمن « خلف » كل التماثلات والانتظامات الباعثة بالآمال والتى تم اكتشافها عمليا . لكن ، توجد نظرية ظواهرية (تعرف بطريق الثمانى طيات) لرسومات التماثل البيانية فى الأشكال ٢٩ أ – د . وعلى أساس هذه النظرية يمكن الحصول على كل رسومات التماثل البيانية الممكنة ، وفى الإمكان أن نتحدث بأسهاب عن الجسيمات المنسوبة إلى تلك الرسومات . ويأتى أكثر التعضيدات مدعاة للدهشة لهذه النظرية مع الإثبات العملى لتنبؤات مورى جلمان (Murray Gell-Mann) السابقة بتواجد * الجسيم المرموز إليه بواسطة Ω^- فى الشكلين ٢٧ د و ٢٩ د .

* V. E. Barnes *et al.*, "Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three," *Physical Review Letters* **12**, 204 (1964).

(من الممكن الذكر بأن هذه المقالة تدرج ٣٣ مؤلف) .

٣١ – تبدو الجسيمات الأولية التى ذكرناها (بزيادة بعض الإضافات) بأنها « متكافئة الأولية » : لايبدو أحدها مركباً . على الرغم من ذلك فلقد يأمل بعض الأشخاص فى احتمال وجود كيانات أولية أكثر من ذلك وعلى ذلك فلقد اقترح جلمان بأنه من المحتمل أن يكون الميزونات والباريونات أنظمة مركبة مكونة من جسيمات غير معلومة حتى ذلك الحين والتى اقترح تسميتها كواركات . وليس هذا بالاقتراح الشاذ وغير المسئول : فلقد لاحظ جلمان بأن خواصاً معينة للميزونات والباريونات ، وعلى وجه الخصوص مبادىء التماثل التى تحكم تفاعلاتهما البينية ، يمكن وصفها بطريقة ممتعة إذا ما كان الكوارك (والكوارك المضاد) موجوداً بالفعل .



شكل ٣١ أ إذا ما وجدت الكواركات بالفعل فسيكون لها رسم تماثل تبعاً لنظرية طريق الطيات الثمانى كما هو مبين بعاليه . سيكون لكل الجسيمات فى هذه الثلاثية عدد باريونى $\frac{1}{3}+$ وبالافتراض كمية تحرك زاوية مغزلية $\frac{1}{2}$ لاحظ أن اثنين من الجسيمات يحملان شحنة كهربائية $\frac{1}{3}-$ ، على حين يحمل الجسيم الثالث شحنة كهربائية قدرها $\frac{2}{3}+$ ثلاثية الكواركات المضادة المناظرة لها رسم تماثل بيانى يتم الحصول عليه من الرسم البيانى بعاليه بانعكاس منسوب إلى الخط المناظر إلى شحنة كهربائية مقدارها الصفر ، ستكون للكواركات المضادة عدد باريونى $\frac{1}{3}-$. يمكن اعتبار الميزونات الموجودة فى الثمانية المبينة فى شكل ٢٩ أ حالات مرتبطة مكونة من كوارك وكوارك مضاد . ويمكن اعتبار الباريونات الموجودة فى الثمانية المبينة فى شكل ٢٩ ب كحالات مرتبطة مكونة من ثلاثة كواركات .

إذا ما كانت لنظرية الكوارك أية علاقة بالحقيقة ، فيجب أن يوجد على الأقل جسيم واحد مستقر ذو شحنة جزئية . لم يتم أى اكتشاف عملى لمثل هذا الجسيم ، ومن المحتمل عدم وجود جسيمات مشحونة جزئياً . وفى وقتنا الحالى تعتبر فكرة الكواركات محض افتراض .

تبعاً لأفكار جلمان هذه فإن هذه الجسيمات سوف تحمل الشحنات $\pm e/3$ و $\pm 2e/3$ ، حيث e هى شحنة البروتون ، وفى هذا الصدد فإنها تختلف بصورة لافتة للنظر عن كل الجسيمات المعلومة . ويبين شكل ٣١ أ رسم التماثل البيانى للكواركات .

البحث عن الكواركات مازال مستمراً ، لكن إلى يومنا هذا لم يتم اكتشاف أى منها ، بالمقارنة مع النويات فيجب أن تكون الكواركات ثقيلة الوزن جداً : إذا كان الحال خلاف ذلك فإن اكتشافها كان قد تم فى تجارب المعجلات . يمكن أن نستنتج من ذلك بأنه إذا ماكانت النوية بالفعل حالة مرتبطة مكونة من (ثلاثة) كواركات ، فإن طاقة الربط يجب أن تكون كبيرة جداً بالمقارنه مع كتلة النوبة . يكون النيوكليون إذن نظاماً شديد الارتباط ، وفى هذا الصدد فسوف يختلف جذرياً عن الأنظمة المرتبطة التى تعودنا عليها ، ألا وهى الذرات ، والجزيئات ، والأنوية . (طاقة ارتباط ذرة ، أو جزىء ، أو نواة تكون صغيرة بالمقارنة مع كتلة النظام .) يمكننا القول إذن بأمان بأنه على حين ن المحتمل فى يوم ما أن يكتشف بأن النيوكليونات مركبة ، فإنهم بالتأكيد لن يكونوا بمفهوم التركيب الموجود عليه الديوترون ، على سبيل المثال .

الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية

٣٢ – دعنا نتدارس بعد ذلك بعض المحاولات النظرية لفهم تفاعلات الجسيمات البينية . سوف نتابع الفكرة التى وصلنا إليها فى البند ٩ ، بأنه يجب اعتبار ظاهرة التطاير على أنها تجل للتفاعل البينى لموجات مع موجات . الفكرة الكلاسيكية لجسيمين يؤثران على بعضهما البعض بواسطة قوة يناظرها فى الميكانيكا الكمية فكرة تفاعل موجات دى برولى للجسيمات مع بعضهما البعض . ماذا يعنى هذا ؟ يعنى بأن وجود موجة دى برولى لأحد الجسيمين يؤثر على انتشار موجة دى برولى للجسيم الآخر . من الممكن حدوث ذلك فقط إذا ما كان الوسط الذى تنتشر فيه موجات دى برولى غير خطى ، بمعنى أن استجابة الوسط غير خطية . ذلك لأنه ، فى وسط خطى ، والذى يوصف فيه انتشار الموجات بواسطة معادلة تفاضلية خطية ، يكون أى تراكب خطى لموجتين عبارة عن موجة متاحة أخرى ، ولا يؤثر وجود موجة على تصرف موجة أخرى .

٣٣ – دعنا نناقش طبيعة الفراغ ، أو الحيز الفارغ . عندما تم تطوير النظرية الكهرمغناطيسية فى القرن التاسع عشر كان الفراغ يعرف تحت اسم آخر ، بمعنى « الأثير » . عندما نأخذ موجات فى الاعتبار فإنه أمر طبيعى أن نسأل عن ما الذى « يتذبذب » ، وكانت الإجابة التى يقدمها فيزيائى فى القرن الماضى هى أن الذى يتذبذب هو « الأثير » . وتصف معادلات ماكسويل تصرف الموجات الكهرمغناطيسية فى الأثير . ولقد كان أمراً طبيعياً بالنسبة للفيزيائيين فى ذلك الوقت أن يحاولوا تفهم الكهرمغناطيسية بدلالة نماذج ميكانيكية ، وبأن يعتبروا الموجات المغناطيسية على أنها مشابهة إلى حد ما للموجات المرنة فى الأجسام الصلبة . ولقد ذهب الكثير من الجهد فى محاولة إقامة مثل هذه التفسيرات . ولقد اتضح أن الخواص الميكانيكية للأثير بالتأكيد تختلف اختلافاً كبيراً بمقارنتها بخواص أى جسم صلب أو سائل ، لكن الظروف فى ذاتها يجب ألا تؤخذ ضد النظرية .

لكن من الممكن إثارة اعتراضات خطيرة ضد النظرية الميكانيكية للأثير على أساس فلسفى : تدارس الخواص الميكانيكية للأثير يكون بمثابة نشاط غير ضرورى لايضيف شيئاً إلى مفهومنا عن الكهرمغناطيسية . فبدون

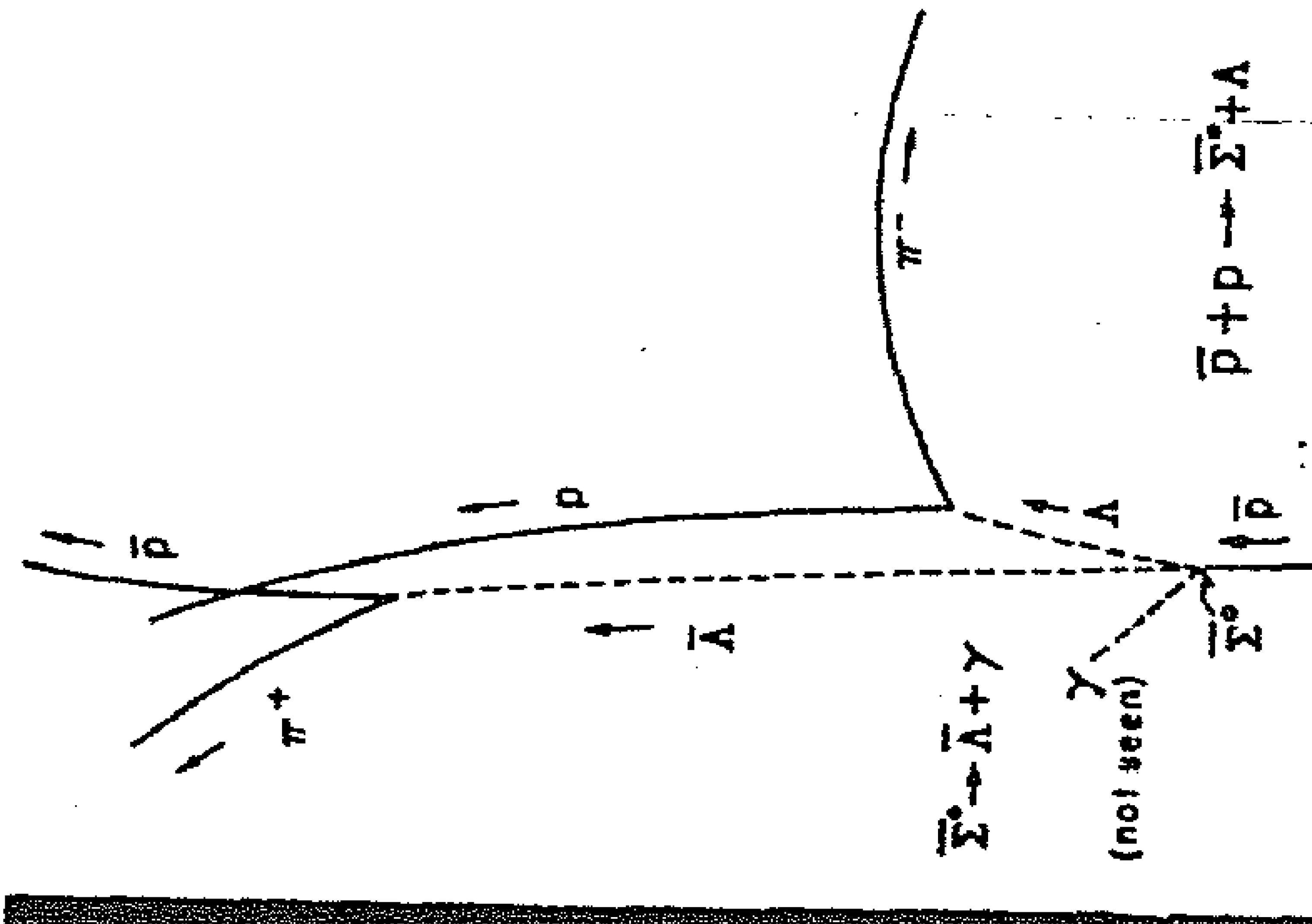
أى تفسيرات ميكانيكية تدلنا معادلات ماكسويل فى ذاتها على كل شيء ذو أهمية تجريبية عن النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . فإذا ما رغبنا ، على سبيل المثال ، فى وصف انتشار موجات لاسلكية من هوائى إلى آخر ، فيكون كافياً حل معادلات ماكسويل تحت شروط حدود مناسبة ، ولا توجد عواقب فيما إذا كان لدينا نموذج ميكانيكى من عدمه . ولقد أدرك الفيزيائيون تدريجياً أن كل مايهم فى دراسةالكهرمغناطيسية هى معادلات ماكسويل . وتبعاً لذلك توقفت كل محاولات إقامة نموذج ميكانيكى ، وتم التسليم بأن السؤال « عما يتذبذب فى الحقيقة » هو سؤال بدون معنى تطبيقى .

٣٤ – لقد أسهم تطور النظرية النسبية الخاصة كثيراً فى الإسراع بموت النظرية الميكانيكية للأثير . دعنا نسترجع السبب فى ذلك . فإذا ماكانت للأثير أية خواص تشابه تلك الخاصة بجسم صلب مألوف أو سائل ، فإننا نتوقع إذن بالتأكيد وجود مناط إسناد كتلى بحيث يكون الأثير منسوباً إليه فى حالة سكون ، على الأقل محلياً . على الجانب الآخر ، يبدو أن كل تجربة على علاقة بالموضوع تدلل على عدم إمكانية تعيين حالة حركة مطلقة منسوبة إلى الأثير : كل مناطات الإسناد الكتلية مكافئة تماماً لبعضها البعض . بالطبع ، فإن هذا التصريح الأخير هو أحد الارتكازات الرئيسية للنظرية النسبية الخاصة . إذا ما كان هذا صحيحاً فى الحقيقة ، الأمر الذى نؤمن به إيماناً راسخاً ، فإنه يعنى بأن الأثير المتحرك يكون له نفس خواص الأثير الساكن ، وهذه بالتأكيد خاصية غريبة على أى جسم صلب أو سائل مألوف . فى ضوء هذه الخاصية الأساسية « غير الميكانيكية» للأثير ، فتبدو محاولة تخصيص خواص ميكانيكية أخرى له أمراً غير منطقى .

٣٥ – فى أيامنا هذه تم إبعاد الأثير الميكانيكى عن دنيا الفيزياء وكلمة « أثير » نفسها لم تعد موجودة فى المراجع الفيزيائية ، وذلك بسبب مضمونها « السىء » ، نتكلم بدلالة من ذلك بتباهٍ عن « الفراغ » ، مظهرين بذلك عدم اهتمامنا بالوسط الذى تنتشر فيه الموجات . لم نعد نسأل عن ماهية ما « يتذبذب فى الحقيقة» وذلك عندما ندرس موجات كهرمغناطيسية أو موجات دى برولى . كل مانرغب فى عمله هو صاغية معادلات موجية لهذه الموجات ، من خلالها يمكننا التنبؤ بظواهر عملية مشاهدة . وكما قلنا بالفعل ، فإن هذه هذه المعادلات الموجية يجب أن تكون غير خطية إذا ما أردنا منها وصف الجسيمات التبادلية للتفاعل . صياغة مثل هذه المعادلات الموجية واستخلاص التنبؤات العملية منها هى أهداف نظرية المجال الكمية التى لها حق فى كونها النظرية الأساسية للجسيمات الأولية . توصف الموجات فى هذه النظرية بواسطة مجالات كية ، وفى مفهوم ماتكون النظرية تعميما للنظرية الكلاسيكية للموجات .

فكرة وصف الجسيمات تبادلية التفاعل بدلالة مجالات كية هى فكرة جذابة من وجهات نظر مختلفة ، ويمكننا على الوجه الأتم محاولة فهم السمات العريضة لهذه النظرية . تتطلب المناقشة الكاملة لهذه النظرية أدوات رياضية معقدة إلى حد ما ليست فى متناولنا فى الوقت الحالى ، ويجب علينا إذن أن نحذف كل التفاصيل .

٣٦ – دعنا نتدارس ، بصفة عامة جداً ، مسألة وصف تفاعل متبادل بين جسيمين (أو أكثر) . لتوجيه أنفسنا فإننا نتدارس هذه المسألة أولا ضمن الهيكل الكلاسيكى للفيزياء . فى نظرية غير نسبية يمكننا إدخال قوى معتمدة على موضع المكان تعمل فيما بين الجسيمات . تعتمد القوة المؤثرة على جسيم على موضع مكان هذا



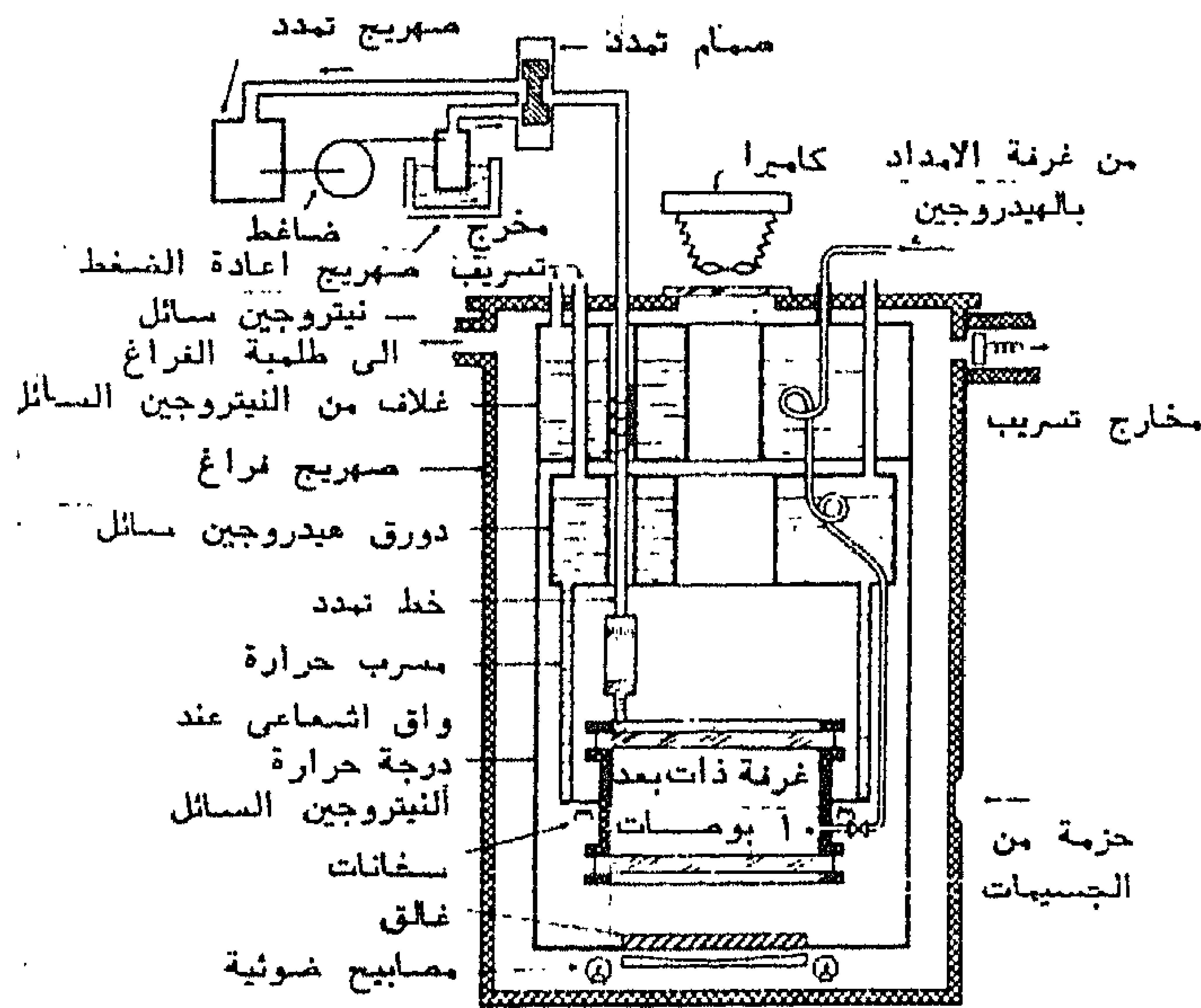
صورة غرفة فقاعية توضح إنتاج واضمحلال جسيم سيجما – صفر المضاد . الشكل الداخلى يوضح التفاعلات ، ويميز الآثار المختلفة . بالطبع فإن الجسيمات المتعادلة (والمميزة بخطوط منقطة فى الرسم التخطيطى) لاتترك آثاراً مرئية . آثار الجسيمات المشحونة منحنية بسبب وجود الغرفة فى مجال مغناطيسى عمودى على مستوى الشكل .

تفاعل الإنتاج ، الذى ينتج منه جسيم سيجما – صفر المضاد وجسيم لامدا نتيجة لتصادم بروتون مضاد مع بروتون ، هو تفاعل تبادلى قوى . يضمحل جسيم سيجما – صفر المضاد بواسطة تفاعل تبادلى كهرمغناطيسى إلى جسيم – لامدا المضاد وإشعاع جاما . عمليات الاضمحلال الأخرى المرئية فى الصورة كلها إظهار للتفاعلات البينية الضعيفة .

(الصورة بالأذن من Lawrence Radiation Laboratorg, Berkeley.)

الجسيم ، بالإضافة إلى مواضع أمكنة الجسيمات الأخرى عند نفس الزمن . فى هذه الحالة يكون تأثير القوة لحظياً : فإذا ماتغير فجأة موضع مكان أحد الجسيمات فإن التغيير المناظر فى القوة يتم الإحساس به لحظياً بواسطة الجسيم الآخر .

نؤمن بأن كل نظرية أساسية للطبيعة يجب أن تتماشى مع مبادىء النسبية الخاصة . نلاحظ بأن تفاعلا تبادلياً من النوع الموصوف بعاليه يقف فى تعارض واضح مع تلك المبادىء . لايمكن انتشار أية إشارة لاسلكية بسرعة أكبر من c ، ويترتب على ذلك أن تأثير القوة لايمكن أن يكون لحظياً . إذا ما تغير موضع مكان ، أو حالة الحركة ، لأحد الجسيمين بصورة مفاجئة فيجب أن يمر بعض الزمن قبل أن يشعر الجسيم الآخر بهذا التغير ، والحد الأدنى لهذا الزمن عبارة عن الزمن اللازم لمرور إشارة ضوئية بين الجسيمين .



صورة تخطيطية لغرفة فقاعة الهيدروجين السائل . تنشط الغرفة عن طريق انخفاض مفاجىء فى ضغط الهيدروجين السائل . تكون درجة حرارة السائل أعلى من نقطة غليانه عند الضغط المخفض ، لكن الغليان لايبدأ فى حينه : يبقى السائل لفترة زمنية قصيرة فى مرحلة تسخين فوقى . يؤدى مرور جسيم مشحون خلال السائل إلى تبخيرات محلية على مدى المسار . يتكون مسار مرئى مكون من فقاعات غازية صغيرة الحجم جداً ، ويتم تصوير المسار بواسطة كاميرا مثبتة بأعلى الغرفة . يتم رفع الضغط مرة أخرى وتختفى كل المسارات . تكون الغرفة جاهزة إذن للتعريض التالى .(التوضيح بالأذن من (*Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*

ليس بالشيء التافه على الإطلاق صياغة نظرية غير متغيرة نسبياً لجسيمات كلاسيكية متفاعلة تبادلياً . فالمطلوب هو تغيير جوهرى فى الفكرة غير النسبية عن التأثير اللحظى الناشىء من على مسافة .

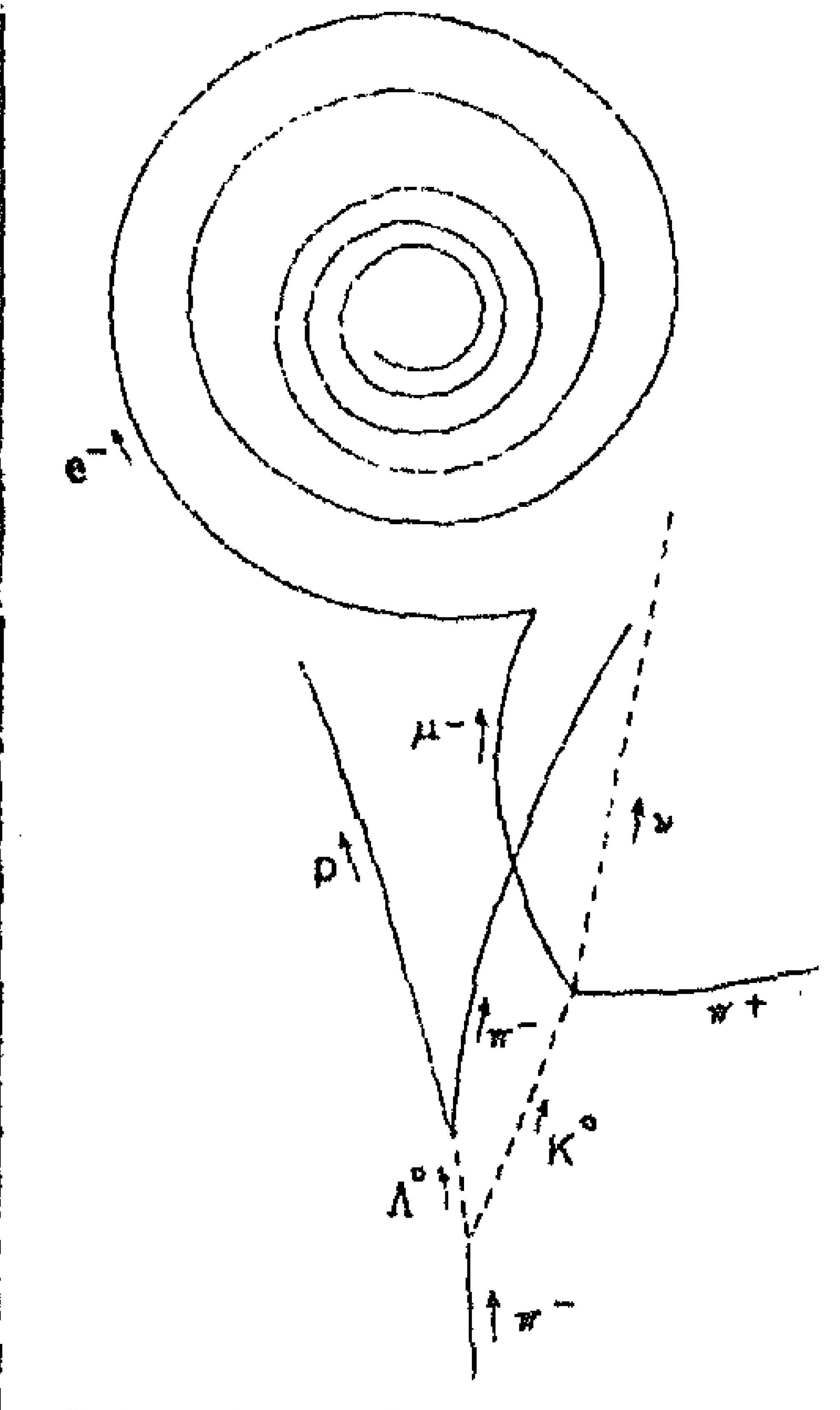
٣٧ – أحد الطرق الممكنة للخروج من هذه الورطة يكون من خلال إدخال مجال (كلاسيكى) . يكون كل جسيم مصدراً لمجال يمكنه الانتشار فى الفراغ ، لكن بسرعة لايمكن أن تتعدى السرعة c ، ومن الممكن إذن أن يؤثر هذا المجال على حركة الجسيمات الأخرى . يتم استدراجنا فى نظرية كلاسيكية نسبية من هذا النوع إلى الأخذ فى الاعتبار بالجسيمات والمجالات . التفاعل المتبادل لجسيمات المشحونة من خلال وساطة المجال الكهرمغناطيسى هو مثال جيد لمثل هذه النظرية : تكون الشحنات مصادر للمجال الكهرمغناطيسى ، وبالتبعية يؤثر المجال الكهرمغناطيسى على حركة الجسيمات المشحونة .

٣٨ – دعنا نلق نظرة من زاوية أخرى على مسألة تفاعلات الجسيمات المتبادلة . فى النظرية الكلاسيكية غير النسبية التى تصف فيها التفاعل المتبادل من خلال قوة تؤثر لحظياً يتم تحديد التصرف المستقبلى لنظام معزول مكون من جسيمات عدة أفرادا إذا ما أعطينا مواضع مكان وسرعات كل الجسيمات عند لحظة ما من الزمن . بصيغة أخرى ، إذا ما تواجدت N من الجسيمات فتعين حالة حركة النظام بواسطة $6N$ من البارامترات : يكون للنظام عدد نهائى من درجات الحرية . من جهة أخرى ، فى نظرية نسبية ، توصف فيها التفاعلات البينية بواسطة مجال ، ليس كافياً فقط تحديد مواضع أمكنة وسرعات كل الجسيمات عند لحظة زمنية معينة . فيجب علينا أيضاً تحديد حالة المجال . تعرض النظرية الكهرمغناطيبسية هذا بوضوح جداً : لايعين المجال الكهرمغناطيسى انفرادا بأية طريقة فقط بواسطة مواضع الأمكنة وسرعات الجسيمات المشحونة عند لحظة زمنية معينة . ضمن الشروط الأولية يجب علينا أن نضمن مواصفات المجالين الكهربى والمغناطيسى فى كل مكان فى الفراغ . لكن ، يتطلب وصف حالة المجال الكهرمغناطيسى عددا لانهائياً من البارامترات ، ولا يصبح نظامنا بعد ذلك نظاماً ذا عدد نهائى من درجات الحرية . وهذا بوضوح تمييز جوهرى بين النظرتين النسبية وغير النسبية .

٣٩ – توجد سمة أخرى للنظرية النسبية (الكلاسيكية) والتى يجب ذكرها : جزء من طاقة النظام الكلية سوف تكمن فى المجال ، عند أى لحظة من الزمن . من الضرورى أن تكون هذه هى الحال فى نظرية يتوسط فيها المجال لنقل التفاعلات البينية من خلاله . خذ فى الاعتبار ، مثلا ، جسيمين A و B يتفاعلان تفاعلا بينياً مع بعضهما البعض . افترض أن الجسيم A يعانى تصادماً مفاجئاً مع جسيم ثالث C الذى لايتفاعل بينياً بطريقة مباشرة مع الجسيم B . إذن سوف تتغير حالة حركة الجسيم A ، وفى الوقت المناسب سوف يظهر هذا التغير نفسه على هيئة تغير فى المجال بسبب الجسيم A عند موضع الجسيم B .

صورة غرفة فقاعية تبين إنتاج واضمحلال جسيم لامدا (المتعادل) وميزون K المتعادل . تعرف الآثار المختلفة فى الرسم الداخلى . تترك الأجسام المشحونة فقط آثاراً مرئية ، وهى منحنية بسبب تواجد الغرفة فى مجال مغناطيسى . تفاعل الإنتاج القوى هو $p + \pi^- = \Lambda^0 + K^0$. كل تفاعلات الاضمحلال المبينة من النوع الضعيف . الميون السالب المنبعث فى اضمحلال الميزون المتعادل K^0 يضمحل إلى الكترون ونيوترينو ، بالإضافة إلى نيوترينو – مضاد . الجسيمان الأخيران متعادلان ولايمكن رؤيتهما .

(الصورة بالأذن من *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*)


e⁻
μ⁻
ν
p
π⁻
π⁺
K°
Λ°
π⁻

إذن سوف تتغير حالة حركة الجسيم B أيضاً فى النهاية ، وعلى وجه الخصوص من المحتمل تغير الطاقة الحركية . يوجد إذن تبادل للطاقة بين الجسيمين A و B ، منقولا من خلال المجال . إذا مارغبنا فى الحصول على نظرية يكون فيها منطقياً التكلم عن الطاقة الكلية عند لحظة زمنية ، وإذا مارغبنا فى الحفاظ على المبدأ القائل بأن الطاقة الكلية لنظام معزول هى من ثوابت الحركة ، إذا مارغبنا فى ذلك كله فيجب علينا إذن أن نتساءل أين توجد الطاقة التى سوف تعطى لجسيم B فى النهاية خلال الوقت الذى يمر بين لحظة تصادم A مع C ، واللحظة التى يتم فيها الشعور عند B بالتغير الناتج فى حالة حركة الجسيم A . نجد أنفسنا مجبرين على الاستخلاص بأن هذه الطاقة يجب أن تكمن فى المجال .

٤٠ – يؤدى هذا المنهاج الفكرى إلى نتيجة أخرى مهمة . افترض بأن الموقف لم يتغير فيما عدا أن الجسيم B لم يعد موجوداً . عند اللحظة التى يتصادم فيها A مع C فإن المجال الناجم عن A يتعرض للتغيير : قدر معين من الطاقة ينتقل إلى المجال . هذا القدر من الطاقة يجب أن يساوى القدر الذى حدث عندما كان B موجودا ، ذلك لأن الجسيم A لايمكن أن « يعلم » بأن الجسيم B ليس موجوداً على الإطلاق ، فى حالة استعداد لاستقبال الطاقة . والآن ، إذا لم يكن B موجوداً فأين تذهب الطاقة المنقولة إلى المجال ؟ يجب أن تذهب إلى مكان ما ، وأحد الاحتمالات هى أننا سوف يتم إشعاعها . حقيقة فهذا هو الحال فى النظرية الكهرمغناطيسية : إذا ماتصادم جسيم A مع جسيم آخر C (والذى يمكننا الافتراض بأنه غير مشحون) فسوف يطلق الجسيم A موجة ، كهرمغناطيسية ، وسوف تحمل هذه الموجة الطاقة بعيداً « إلى مالا نهاية » فى حالة عدم وجود جسيم آخر لامتصاص جزء من هذه الطاقة .

يتم استدراجنا إذن إلى التوقع العام جدا بأنه إذا ما كان التفاعل المتبادل بين الجسيمات منقولا من خلال مجال ، فإن هذا المجال يمكنه أيضاً إظهار نفسه على صورة موجات حاملة للطاقة وحرة الانتشار .

٤١ – دعنا الآن ننظر إلى مسألة التفاعلات المتبادلة لجسيمات من وجهة نظر ميكانيكا الكم . لقد كيفتنا مناقشاتنا فى فصول سابقة للإيمان بأن كل جسيم تصاحبه موجة ، وبأن كل موجة لها مظاهر جسيمية . يمكننا القول بأن الموجة الميكانيكية الكية هى فى الحقيقة نفس الشىء مثل الجسيم الميكانيكى الكمى : إنه شىء مفرد ليس بالضبط جسيما كلاسيكياً ، وليس بالضبط باقة موجية كلاسيكية . هذا يستدرجنا الآن إلى توحيد هائل فى أفكارنا . تدخل الفيزياء الكلاسيكية نوعين مختلفين من الأشياء ، ألا وهما من جهة الجسيمات ومن جهة أخرى المجالات التى تنقل التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات . فى ميكانيكا الكم يمكننا تحاشى هذه الثنائية غير المرضية بمعاملة « الجسيمات » على قدم المساواة مثل المجالات . نصيغ نظرية مجالات تصف انتشار مجالات – موجية ، وهى موجات دى برولى لجسيمات . فى نفس الوقت تصف نظرية المجال التفاعلات المتبادلة بين الموجات ، وعلى ذلك ، وبمفهوم ما ، تصف القوى المؤثرة بين الجسيمات .

من الواضح بأن هذه فكرة جذابة جداً ، وهى الفكرة الأساسية لنظرية المجال الكمية . فى نظرية شرودينجر تدخل القوى بين الجسيمات بطريقة مؤلفة لغرض خاص . إذا كانت تلك القوى من المعطيات فيمكننا القيام بتنبؤات حول حركة الجسيمات ، لكن لاتمدنا نظرية شرودينجر بأى « شرح » عن سبب وجود القوى على الحال الذى هى فيه . على الجانب الآخر ، فى نظرية المجال الكمية يتصل وجود وطبيعة القوى اتصالا

وثيقاً مع وجود الجسيمات : لدينا وصف موحد للجسيمات ، والموجات أو القوى . تمدنا الديناميكا الكهربائية الكمية ، وهى مثال لنظرية مجال ، بتوضيح لتلك السمات . تصف الدينا يكا الكهربائية الكمية القوى بين الألكترونات (البوزيترونات) التى تنتقل بواسطة المجال الكهرمغناطيسى ، وتصف أيضاً الكم الكهرمغناطيسى (الفوتونات) التى يمكن أن تنبعث بواسطة الألكترونات المتفاعلة تبادلياً .

٤٢ – دعنا نستعرض السمات الأساسية لنظرية مجال كمية . لوصف الجسيمات وتفاعلاتها المتبادلة فإننا نستخدم مجالات كمية . المجالات دوال لموضع المكان والزمن ويمكننا القول بأنها تقوم بوصف الحالة المحلية للفراغ . * وتدخل المظاهر الموجية للمادة فى النظرية من البداية : فحلول معادلات نظرية مجال كمى عبارة عن موجات . وللموجات مظاهر جسيمية أيضاً . فجسيم جيد التحديد يناظر باقة موجية مركزة : أكبر احتمالات وجود الجسيم تكون فى تلك المناطق من الفراغ – الزمن التى تكون فيها سعة المجال كبيرة .

المعادلات المجالية عبارة عن معادلات غير خطية ويمكنها إذن وصف التفاعلات المتبادلة بين الباقات الموجية (الجسيمات) . من الطبيعى أن تظهر الصفة غير الخطية نفسها فقط عندما تكون سعات المجال كبيرة : إذا كانت السعات صغيرة فسوف تنتشر الموجات تقريباً كما فى نظرية خطية . إذا ماتراكبت باقتان موجيتان مناظرتان لجسيمين فى حيز من الفراغ عند لحظة زمنية ، فسوف تتضح عدم الخطية وسوف تؤثر الموجتان على بعضهما البعض . وهذا يناظره فى الصورة الكلاسيكية تفاعل متبادل بين جسيمين . من جهة أخرى فلا تتفاعل الموجات كثيراً إذا لم تتراكب مع بعضها بصورة محسوسة ، ويناظر ذلك الصورة الكلاسيكية بأن التفاعل بين جسيمين يكون ضعيفاً جداً إذا كان الفاصل بينهما كبيراً .

٤٣ – نظرية المجال الكمية هى أساساً **نظرية جسيمات عديدة** : لدينا صياغة مفردة موحدة يمكننا من خلالها وصف حالات فى دنيانا يوجد فيها أى عدد من جسيمات من نوع معين . ظاهرة تخليق " فناء الجسيمات تكون سمة طبيعية لنظرية المجال الكمية . تتأتى هذه الظاهرة من خلال الطبيعة غير الخطية لمعادلات المجال . من الممكن أن تتراكب وتتفاعل باقتان موجيتان (مناظرتان لجسيمين) وينشأ عن ذلك باقات موجية جديدة (مناظرة لجسيمات جديدة) . على ذلك ، وعلى سبيل المثال ، إذا ما تصادم الكترونان (بمعنى اقترابهما لبعضهما البعض) فمن الممكن أن تنبعث موجة كهرمغناطيسية . نقول بأن فوتوناً قد تم تخليقه .

٤٤ – تمت صياغة الكثير من نظريات المجال الكمية أكثر أو أقل شمولا تبعاً لهذه الأفكار . ونظرية الكهرديناميكا الكمية هى نظرية من هذا النوع ، ولقد حققت هذه النظرية بعض النجاحات الرائعة فى وصف التفاعلات الكهرمغناطيسية للجسيمات المشحونة ، وعلى وجه الخصوص فى الفيزياء الذرية . الاقتراحات المحددة لنظريات مجال أخرى ، مصممة لوصف التفاعلات البينية الضعيفة ، والقوية ، لم تلق إلا نجاحاً قليلا جداً بالمقارنة . ولقد أمدتنا هذه النظريات ببعض الفهم للقليل من الخواص العامة جداً للجسيمات الأولية ، لكن

---

* المجالات ليست فى الواقع دوال « عادية » مركبة القيمة لموضع المكان والزمن إنها أشياء رياضية تعرف بـ « توزيعات مقيمة – معاملياً » . لكن ، من أجل أغراضنا يمكننا التفكير فيها كدوال عادية (مثلة « موجات صوتية فى الأثير غير الخطى ») .

بعد ذلك فلم تؤد إلى أى تنبؤات عملية مفيدة . ولقد اتضح أنه فى حالة التفاعلات المتبادلة القوية بأن مخطط التقريبات المتتابعة ، والذى بنيت على أساسه توقعات الكهروديناميكا الكمية ، لايعمل . وبدون شك فإن السبب فى نجاح الكهروديناميكا هو صغر ثابت التركيب الدقيق ، بمعنى ، ضعف التفاعلات المتبادلة الكهرمغناطيسية . التفاعلات المتبادلة القوية أقوى بصورة أساسية . وجد أنه بالإمكان حل معادلات المجال المقترحة ولا يمكننا معرفة ، ا إذا كانت تلك المعادلات حقيقة صحيحة . فى الإغلبية أنها ليست كذلك . يوجد فى الواقع مجال لانهائى فى اختيار معادلات ، وكان المبدأ الهادى الوحيد فى الاختيار فيما مضى هو « مبدأ السهولة » . ولقد اهتدينا أكثر وبطريقة حاسمة بالنسبة للكهروديناميكا الكمية ، وذلك بواسطة النظير الكلاسيكى لكرات بلياردو ومشحونة تتفاعل تبادلياً مع المجال الكهرمغناطيسى .

٤٥ – وحقيقة عدم تمكننا من التغلب على الصعوبات الرياضية الجمة التى تنشأ فى النظرية وعدم تمكننا فعلياً من حل معادلات المجال المعينة التى تم اقتراحها فى سبيل وصف التفاعلات المتبادلة القوية أدى بالطبع إلى خيبة أمل معينة فى نظرية المجال كما هى ، وارتفعت أصوات تحث على التخلى عن كل المحاولات المشابهة .

يمكن التقدم باعتراضات أكثر وزناً ، " ذات طبيعة فلسفية ، ضد نظرية المجال الكمية ، يمكن القول بأن مايثير الاعتراض هو أن الكثير من المفاهيم الأساسية لهذه النظرية لاتوجد لها أهمية عملية مباشرة . ليس من الواضح إذن كيف يمكن قياس المجالات نفسها : فقط فى بعض الحالات المعينة تم التوصل إلى حلول مرضية لهذه المسألة . ماذا تعنى بالمجال فى منطقة صغيرة جداً ، مثلا بأبعاد طولية 10^{-100} cm ؟ كيف ، وبأية أجهزة ، ستتمكن من قياس المجالات فى مثل هذه المنطقة ؟ من فى الحقيقة ، وبأى مفهوم للكلمة ، قد قام بقياس مسافات أصغر من 10^{-13} cm ؟

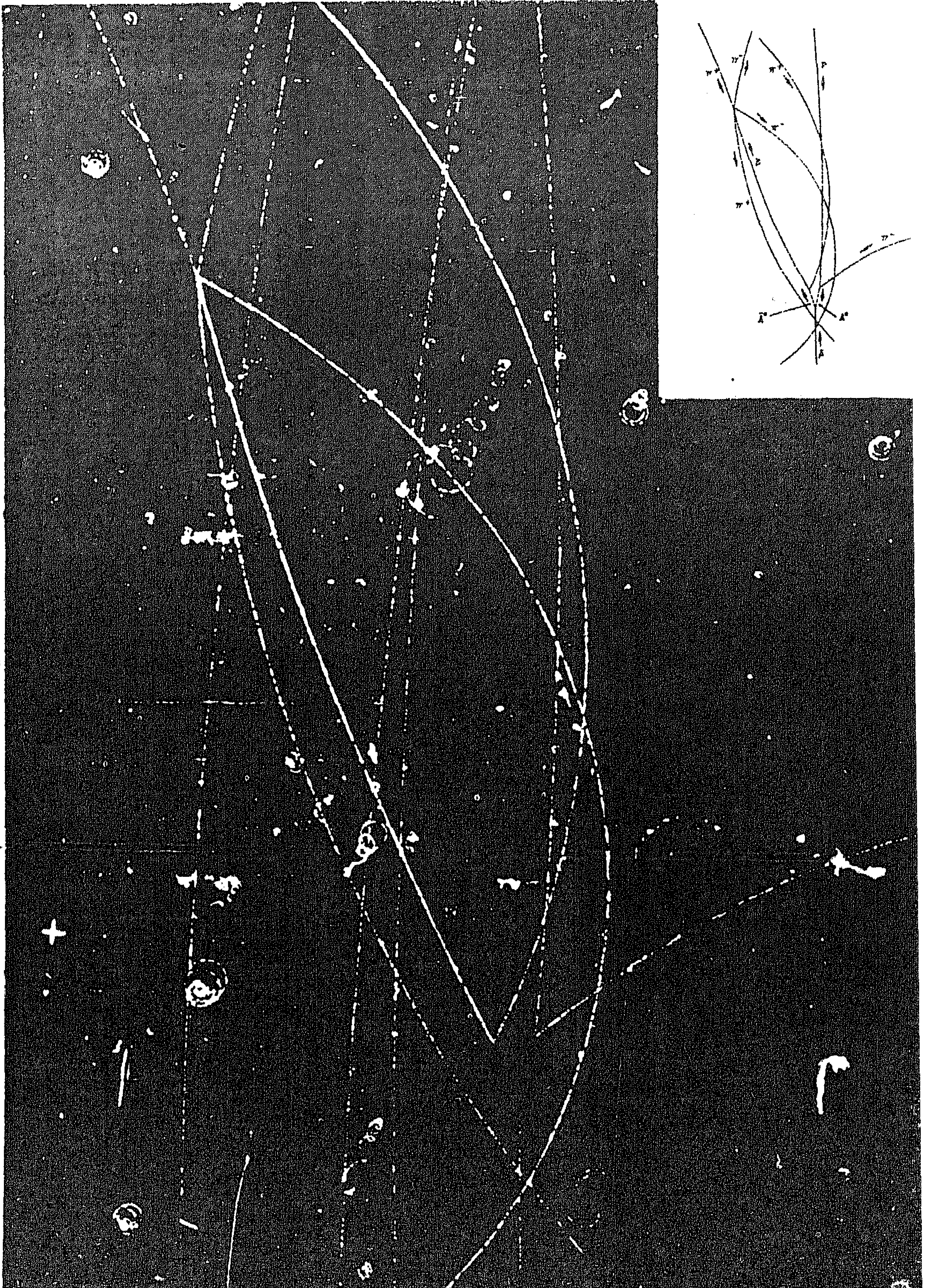
ولاشك أن هذه اعتراضات خطيرة . فى مقابلها يمكننا القول بأنه فى الواقع ليس من الضرورى أن يكون لكل مفهوم فى نظرية أهمية عملية مباشرة . حتى إذا كان من الصعوبة رؤية الكيفية التى يمكن بها قياس مسافات من الرتبة 10^{-100} cm ، وإذا ما كان فى الإمكان قياسها . ومن المحتمل أن نتمكن من الإبقاء على أحداثياتنا الزمكانية « الفراغية » – الزمنية على أنها تصف « الساحة » التى تقع فيها الأحداث الفيزيائية . ومن ناحية

←

صورة غرفة فقاعية تبين الإنتاج والاضمحلال التابع لزوج مكون من جسيم لامدا وجسيم لامدا المضاد . الرسم فى ركن اليمين الأعلى من الصورة يعرف مسارات الجسيمات المختلفة . يتصادم بروتون مضاد مع بروتون وينتج عن ذلك زوج الجسيمات لامدا – لامدا المضاد . الجسيمان الأخيران لايحدثان أية آثار مرئية وذلك لأنهما متعادلين . يضمحل جسيم لامدا إلى بيون سالب وبروتون (وذلك عن طريق التفاعلات المتبادلة الضعيفة) ويضمحل جسيم لامدا – المضاد إلى بيون موجب وبروتون مضاد . يتصادم البروتون المضاد بعد ذلك مع بروتون ويتلاشى إلى بيونات ، منها أربعة مشحونة وتترك آثاراً مرئية .

تعرض هذه الصورة فى وسط مناقشتنا عن المجالات الكمية لتذكير القارىء بأن أحد أهداف نظرية المجال الكمية هو إعطاؤنا مفهوماً نظرياً لأحداث مماثلة لتلك المرئية

(الصورة بالأذن من *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*)



أخرى فمن المحتمل أيضاً أن تتأسس نظرية فى المستقبل للتفاعلات المتبادلة للجسيمات الأولية على أساس الاستغناء عن بعض مفاهيمنا عن « الزمكان » الفراغ والزمن » . تصف نظريات المجال الكية بالتفصيل ماذا يحدث عند كل نقطة فى الفراغ وعند كل لحظة زمنية ، ومن الممكن أن يكون هذا بالكثير جداً : من الممكن أن يكون أبعد من حدود معلوماتنا من جهة المبدأ .

٤٦ – اعتبارات مثل هذه أدت بفيرنر هيزنبرج (Werner Heisenberg) إلى محاولة صياغة مايسمى بنظرية مصفوفة S للتفاعلات المتبادلة للجسيمات ، فى عام ٩٤٣* . حاول هيزنبرج فى هذه النظرية ، التى سوف لاتناقشها هنا ، بأن يقبل فى النظرية فقط تلك المفاهيم التى توجد لها أهمية عملية واضحة ، وبذلك فلقد اتبع نفس المبدأ الذى أدى به إلى صياغة ميكانيكا المصفوفات فى عام ١٩٢٥ .

يمكننا القول بأن النظرية تتعلق فقط بنتائج عمليات التصادم وليس بتفاصيل تتابع أحداث تقع خلال العملية . لم تؤد هذه المحاولات حتى الآن إلى نظرية مرضية .

لاتوجد فى وقتنا الحالى أيه نظرية أساسية للتفاعلات المتبادلة القوية . تم القيام بمحاولات كثيرة فى هذا السبيل لكن النتائج لاتبدو مقنعة على وجه الخصوص . إطلاق العنان للتخمين عن ماهية النظرية النهائية المستقبلية ، هل ستكون نظرية مجال ، أو نظرية مصفوفة S ، أو ربما ستكون نوعاً جديداً بالكامل من أفكار أحد القراء ، يعتبر عبثاً وبلا جدوى .

البيونات والقوى النووية

٤٧ – لايمكن فى هذه الظروف بأى وجه مناقشة نظرية المجال الكية فى هذا الكتاب بأية تفاصيل : يتطلب القيام بذلك بطريقة مؤثرة أدوات رياضية متقدمة إلى حد ما . على الجانب الآخر فلقد تبين لنا فى التو بأن الأفكار الأساسية لهذه النظرية ليست معقدة بالمرة . قبل أن نترك هذا الموضوع فسوف نأخذ فى الاعتبار مسألة كان أو من تعامل معها بنجاح هيديكى يوكاوا (Hideki Yukawa) فى عام ١٩٣٤ .

تختص هذه المسألة بالسؤال التالى . هل يوجد جسيم مصاحب للقوة النووية . بمعنى ، هل يوجد كم لمجال القوة النووية ؟ إذا كان الحال كذلك ، ماهى خواص هذا الجسيم ؟ هل يمكننا اكتشاف الجسيم عملياً ؟

نعلم بوجود جسيم مصاحب للقوى الكهرمغناطيسية المؤثرة بين الجسيمات المشحونة ، ألا وهو الفوتون . نعلم أيضاً أن القوى المسئولة عن تماسك الأنوية لايمكن أن تكون من أصل كهرمغناطيسى . تلك القوى أقوى بكثير بالمقارنة مع القوى الكهرمغناطيسية ، وبالإضافة إلى ذلك فهى تتميز بقصر مداها . وعند مسافات أبعد من 10^{-12} cm ، مثلا تؤول تلك القوى سريعاً إلى الصفر وتصبح وكأنها غير موجودة نسبة إلى كل الأغراض العملية عند مسافة أبعد من 10^{-11} cm . إذا ماتقبلنا الآن أفكار نظرية المجال الكية فيجب أن نتوقع بأن مجال القوة النووية يمكنه أيضاً إظهار نفسه على هيئة موجات حرة الانتشار ، ويمكننا البحث عن الجسيمات المناظرة . وتماماً كما تنبعث الفوتونات فى حالة تصادم جسيمين فيمكننا توقع انبعاث كمات خاصة بمجال القوة النووية فى تصادم ذى طاقة كافية بين نيوكليونين .



هيديكي يوكاوا . ولد بطوكيو عام ١٩٠٧ . درس يوكاوا الفيزياء بجامعة كيوتو ، وتخرج منها فى عام ١٩٢٩ . بعد شغله لوظيفة محاضر بجامعة كيوتو " جامعة أوساكا تم تعيينه أستاذاً للفيزياء النظرية بجامعة كيوتو فى عام ١٩٣٩ . وبعد الحرب العالمية الثانية قضى يوكاوا بعض الوقت فى الولايات المتحدة الأمريكية كعضو فى معهد الدراسات المتقدمة ببرنستون ، وكأستاذ للفيزياء بجامعة كولومبيا . عاد يوكاوا إلى اليابان فى عام ١٩٥٥ ليصبح مديراً لمعهد أبحاث الفيزياء الأساسية المنشأ حديثاً فى ذلك الوقت بمدينة كيوتو واستأنف مكانه كأستاذ للفيزياء بجامعة كيوتو . منح يوكاوا جائزة نوبل فى عام ١٩٤٩ عن أبحاثه فى الميزونات ونظرية المجال .

(الصورة بإذن من *Physics Today*)

٤٨ — من المحتمل جداً أن يكون القارىء قد سمع بأن هذه الجسيمات موجودة بالفعل . وبأنها ليست شيئاً آخر غير البيونات . لكن ، فى أيام أبحاث يوكاوا لم تكن الميزونات قد اكتشفت وكان اقتراحه بوجودها فى الحقيقة عبارة عن تنبؤ . كان يوكاوا على علم بالخاصيتين البارزتين القوى النووية ، ألا وهما الشدة والمدى القصير ، ولقد سأل نفس الأسئلة التى سألناها . وعلى أساس علمه بخواص القوى النووية تمكن يوكاوا من التنبؤ بوجود الكمات ، ومن التنبؤ بأن كتلتها يجب أن تساوى تقريباً 200 كتلة الكترون . فى هذه الدراسة كان يوكاوا بدون شك مستنيراً بالتماثل مع التفاعلات الكهرمغناطيسية المتبادلة .

توجد النواة مسلية فى الاكتشاف العملى لميزونات يوكاوا . فحوالى عام ١٩٣٧ اكتشفت جسيمات ذات كتلة حوالى 200 كتلة الكترون فى الأشعة الكونية وبالطبع تم التفكير فى هذه الجسيمات على أنها مماثلة لكمات يوكاوا . لكن ، كشفت الأبحاث الإضافية بأن هذه الجسيمات ، والمعروفة الآن بالميونات ، أو بميزونات – ميو ، تتفاعل بينياً بضعف شديد مع المادة (أى الأنوية) . تبعاً لذلك فلا يمكن أن تكون تلك بالجسيمات المسئولة عن القوى النووية القوية . أخيراً تم حل هذه الغموض ، أساساً من خلال أبحاث باول (C. F. Powell) وشركائه فى عام ١٩٤٧ ، وذلك عندما تم اكتشاف نوع آخر من الجسيمات فى الأشعة الكونية .* كان هذا الجسيم عبارة عن البيون . كتلة البيون حوالى 280 كتلة الكترون – ويتفاعل بشدة مع الأنوية ويجب أن يصنف بدون شك على أساس أنه كم يوكاوا .

بحلول عام ١٩٨٤ وصل التطور فى معجلات الجسيمات إلى مرحلة أصبح معها بالإمكان إنتاج بيونات بوفرة فى التصادمات عالية الطاقة للنيوكليون مع النيوكليون . تمت دراسات عملية شاملة لخواص البيونات ، ومن المعروف الآن أن البيونات تلعب دوراً أساسياً فى كل الظواهر التى تشمل تفاعلات بينية قوية .

٤٩ – دعنا الآن نحاول « إعادة » خطى يوكاوا** . سوف نعتبر القوة بين نيوكليونين ساكنين وكأنها مماثلة للقوة الكهرستاتيكية بين جسيمين مشحونين ، وسوف نحاول حل المسألة على أساس هذا التماثل المفروض . يجب أن نعترف بأن التماثل بعيد عن الكمال لكن بالرغم من ذلك يأخذنا هذا الاتجاه الفكرى إلى العلاقة الأساسية الصحيحة بين كتلة البيون وطبيعة القوة بين نيوكليونين .

نجادل كما يلى . نصف معادلات ماكسويل موجات كهرمغناطيسية حرة الانتشار ، فى غياب أية مصادر . وتصف نفس المعادلات أيضاً المجال الكهرستاتيكى لشحنة نقطة ساكنة ، وبذلك تصف أيضاً طاقة الجهد للتفاعل المتبادل بين شحنتين نقطيتين ساكنتين . وفى الواقع ، يحقق الجهد الكهرستاتيكى الناشيء عن إحدى الشحنتين الساكنتين المعادلة الموجية فى كل مكان خارج الشحنة ، ولهذا الحل للمعادلة الموجية الخواص الخاصة بأنه كرى التماثل وأنه ساكن ، بمعنى أنه لايعتمد على الزمن . بناء على ذلك ، افترض بأننا نأخذ فى الاعتبار المعادلة الموجية المحققة بواسطة ميزونات حرة الانتشار ، ونبحث عن حلول لهذه المعادلة تكون كرية التماثل وساكنة . نأمل بأن يعطينا هذا جهد مجال القوة النووية ناشئاً عن نيوكليون مفرد موجود عند نقطة الأصل . نرمز لهذا

---

* أنظر C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, "Processes involving charged mesons," *Nature* 159, 694 (1947).

وأيضاً Also, C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, "Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions," *Nature* 160, 453 (1947).

** سوف لايؤهلنا ذلك إلى الحصول على جائزة نوبل . من السهولة القيام بشيء عندما نعلم بإمكانية عمله وبأنه قد تم القيام به من قبل . الحيلة أن تكون البادىء فى أدائه ، تظهر نظرية يوكاوا فى المقال :

"On the Interaction of Elementary Particles," *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, 17, 48 (1935).

الجهد بالرمز $V(r)$. إذن سوف تتناسب طاقة التفاعل المتبادل بين نيوكليونين تفصلهما مسافة r مع $V(r)$. حيث يصف ثابت التناسب شدة الربط بين النيوكليون والمجال البيونى .

٥٠ – المعادلة الموجية التى تحققها دالة دى برولى البيونية الموجية $\psi(\mathbf{x}, t)$ هى معادلة كلاين – جوردون ، والتى استنبطناها وناقشناها بالفعل فى الفصل الخامس . إذا مارمزنا إلى كتلة البيون بالرمز m_π واستخدمنا نظاماً للوحدات بحيث $h = c = L$ فإن المعادلة الموجية تصبح على الصورة

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\psi(\mathbf{x},t) - \nabla^2\psi(\mathbf{x},t) = -m_\pi{}^2\,\psi(\mathbf{x},t) \qquad (\text{٥٠ أ})$$

حيث ∇^2 تمثل المعامل اللابلاسى

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1{}^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2{}^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3{}^2} \qquad (\text{٥٠ ب})$$

تصف المعادلة الموجية (٥٠ أ) تصرف موجات دىبرولى للميزونات فى غياب المصادر . وتبعاً لبرنامجنا دعنا الآن نحاول إيجاد حل ساكن وكرى التماثل لهذه المعادلة والذى يمكنه وصف المجال الميزونى خارج نيوكليون موجود عند نقطة الأصل . المصدر فى هذه الحالة عبارة عن مصدر نقطى ، ألا وهو النيوكليون عند نقطة الأصل ، ولايلزم أن تتحقق المعادلة (٥٠ أ) عند نقطة الأصل . ولكن ينبغى أن تتحقق خارج نقطة الأصل . نعتبر الحل على أنه دالة الجهد ، وسوف نرمز لها بالرمز $V(r)$. هذا الحل إذن لايعتمد على الزمن ، وتبعاً لذلك فإن الحد المشتمل على التفاضل الزمنى الثانى فى معادلة (٥٠ أ) يمكن حذفه . تأخذ معادلتنا الصورة

$$\nabla^2\,V(r) = m_\pi{}^2\,V(r) \qquad (\text{٥٠ جـ})$$

٥١ – الدالة $V(r)$ هى دالة لـ $r = \sqrt{x_1{}^2 + x_2{}^2 + x_3{}^2}$ فقط ، وبعد ذلك علينا إيجاد تأثير لابلاس التفاضلى على مثل هذه الدالة . نلاحظ أولا أن

$$\frac{\partial r}{\partial x_1} = \frac{x_1}{r} \qquad (\text{٥١ أ})$$

بواسطة قاعدة التفاضل المتسلسل نحصل إذن على

$$\frac{\partial V(r)}{\partial x_1} = \frac{dV(r)}{dr}\,\frac{\partial r}{\partial x_1} = \left(\frac{x_1}{r}\right)\frac{dV(r)}{dr} \qquad (\text{٥١ ب})$$

بالتفاضل مرة أخرى بالنسبة إلى x_1 نحصل على

$$\frac{\partial^2 V(r)}{\partial x_1{}^2} = \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{x_1}{r}\,\frac{dV(r)}{dr}\right) = \frac{1}{r}\,\frac{dV(r)}{dr} + \frac{x_1{}^2}{r}\,\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\,\frac{dV(r)}{dr}\right) \qquad (\text{٥١ جـ})$$

التى تعطينا

$$\nabla^2 V(r) = \frac{3}{r}\frac{dV(r)}{dr} + r\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}\right) \qquad (٥١ د)$$

بإعادة تنظيم بسيطة للجانب الأيمن يمكننا كتابة (٥١ د) على الصورة

$$\nabla^2 V(r) = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV(r)}{dr}\right) \qquad (٥١ هـ)$$

تصف هذه المعادلة الهامة إذن تأثير معامل لابلاس التفاضلى على الدالة $V(r)$ التى هى دالة لـ r فقط .

٥٢ — معادلتنا التفاضلية التى هى الآن معادلة تفاضلية عادية ، وخطية ، ومن الرتبة الثانية تكون إذن على الصورة

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dV(r)}{dr}\right) = m_\pi^2 V(r) \qquad (٥٢ أ)$$

يتصادف بأنه من الممكن حل هذه المعادلة فى صورة مغلقة بدلالة دوال أولية ، ومن الممكن أن يتحقق القارىء بنفسه وذلك عن طريق إجراء التفاضلات بأن حلين غير مرتبطين خطياً يكونان

$$\frac{1}{r}\exp(-rm_\pi), \qquad \frac{1}{r}\exp(+rm_\pi) \qquad (٥٢ ب)$$

يمكن الحصول على الحل العام بالاندماج الخطى للحلين الخاصين بعاليه نلاحظ الآن بأن الحل الثانى يناظر جهدا متزايدا فوق أية حدود مع زيادة r ، وهذا الحل إذن يمثل قوة بين النيوكليونات تتزايد مع المسافة بينها من الواضح أنه غير مقبول فيزيائياً ، ونستخلص من ذلك بأن الجهد يجب أن يتناسب مع الحل الأول من (٥٢ ب) ، وإذن نحصل على

$$V(r) = C\,\frac{1}{r}\exp(-rm_\pi) \qquad (٥٢ جـ)$$

حيث C تمثل ثابتاً

يوضح رفضنا للحل الثانى مرة أخرى أحد المبادىء الهامة التى صادفناها من قبل : ليس بالضرورة أن يكون لكل حل للمعادلات الموجية فى ميكانيكا الكم دلالة فيزيائية ، والدوال الموجية ذات الدلالات الفيزيائية ليس

المطلوب منها فقط أن تحقق المعادلة الموجية ، لكن يجب عليها أيضاً أن تحقق عدداً من الشروط ا... . أحد هذه الشروط هو ألا يتزايد الحل بدون حدود عند اللانهاية .

٥٣ – لقد وصلنا الآن إلى هدفنا : فتعطى طاقة الوضع $U(r)$ لنيوكليونين ساكنين تفصلهما مس... بواسطة

$$U(r) = \frac{C}{r} \exp\left(- \frac{r}{\lambda\!\!\!^{-}_{\pi}}\right) \qquad (٥٣ أ)$$

حيث $\lambda\!\!\!^{-}_{\pi} = 1/m_{\pi}$ ، وحيث C ثابت يعبر عن شدة الترابط .

ويتناقص الجهد $U(r)$ بسرعة كبيرة جداً مع زيادة r بسبب وجود المعامل الأسى . وبالتقريب ... يمكننا القول بأن مدى الجهد هو $\lambda\!\!\!^{-}_{\pi}$: كلما ذهبنا بعيدا عن هذه المسافة بقدر كبير فسوف يصبح الجهد في النهاية مهملا بالكامل . ولقد فحصنا هذه النقطة بالفعل من خلال بعض الأمثلة العددية ، وذلك فى البند ٣٨ من الفصل الثانى .

نعلم فى الوقت الحالى بأن كتلة البيون هى 140 MeV . الكمية $\lambda\!\!\!^{-}_{\pi} = 1/m_{\pi}$ ليست إلا طول كمبتون الموجى للبيون . (فى نظام وحدات Cgs نحصل على $\lambda\!\!\!^{-}_{\pi} = \hbar/m_{\pi}c$.) عددياً نحصل على $\lambda\!\!\!^{-}_{\pi} = 1.4 \times 10^{-13}$ cm . وهذا المقدار هو إذن « مدى » مجال القوة النووية . فى وقت نبوءة يوكاوا كان يعلم ، من خلال نوعيات مختلفة من التجارب ، بأن مدى مجال القوة حوالى 10^{-13} cm ، وبذلك فلقد تمكن من التنبؤ بأن كتلة الميزون المفترض يجب أن تكون حوالى 100 MeV ، وهو مقدار يساوى حوالى 200 كتلة الكترونية .

يجب أن نذكر بأن المدى يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسيم ، فى هذه الحالة البيون ، ينقل جسيما عديم الوزن ، مثل الفوتون ، قوة ذات « مدى لانهائى » : يصبح الجهد $U(r)$ المعطى بواسطة المعادلة (٥٣ أ) إذن جهد كولوم بالطبع ، مازال هذا الجهد يتناقص مع المسافة لكن التناقص ليس أسياً يمكن إذن أن ندعى ، بوجه حق ، بأننا قد حصلنا على فهم معين للعلاقة بين البيون وبين خواص مجال القوة النووية .

٥٤ – نستغل هذه الفرصة لشرح المصطلحات الدارجة الاستخدام . الكثير من الفيزيائيين سيقولون بأن التفاعل المتبادل بين نيوكليونين ينتج من خلال تبادل لبيون ، بالمثل سيقولون بأن تفاعل كولوم المتبادل بين جسيمين مشحونين ينتج من خلال تبادل ، لفوتون . حقيقة تعنى هذه التصريحات فقط أن التفاعل المتبادل بين نيوكليونين يمكن التوصل إليه بالطريقة التى توصلنا إليه بها : بمعنى ، أن نفس المعادلة الموجية التى تصف انتشار بيونات حرة (أو فوتونات) تصف أيضاً القوى المنقولة بواسطة البيونات (أو الفوتونات) . عند سماع هذا المصطلح يجب على القارىء ألا يتخيل كرات بلياردو يتم تبادلها بين نيوكليونين : أنا فقط طريقة للكلام . وفى حالة تفهم ذلك لاتوجد أية خطورة فى الكلام عن « تبادل الجسيمات » – أن

هذا لقول مألوف . إذا تبعنا المادة فيمكننا وصف اكتشافاتنا كما يلي . يمكن القول بأن القوى بين جسيمين يمكنهما التفاعل تبادلياً مع بعضهما البعض من خلال تفاعلاتهما مع جسيم ثالث تنشأ من خلال تبادل لجسيم الثالث . يتناسب مدى القوة الناشئة عكسياً مع كتلة الجسيم المتبادل .

٥٥ — توجد نقطة واحدة يجب توضيحها وإلا فسوف تؤرق القارىء . فى أوائل هذا الفصل تكلمنا كثيراً عن الطبيعة غير الخطية لمعادلات نظرية المجال الكمية . وعلى الرغم من هذا فقد توصلنا إلى جهد يوكاوا ، المعطى بالتعبير (٥٣ أ) عن طريق حل معادلة موجية خطية . من الممكن إذن أن تكون لدى القارىء شكوك فيما إذا كنا قد قمنا بالشىء المناسب أم لا . فى الحقيقة فإن تلك الشكوك محقة إلى حد ما . يجب اعتبار النظرية الخطية التى درسناها كتقريب ، قائم طالما كان المجال الميزونى ، أو الجهد $V(r)$ ، ليس كبيراً جداً . إذن يجب أن يكون جهد يوكاوا صحيحاً عند مسافات كبيرة ، أى خارج طول كمبتون الموجى للبيون ، لكن من الممكن أن يكون غير صحيح عند مسافات صغيرة جداً . والحقيقة أننا لانعلم حالياً طبيعة التفاعل المتبادل عند مسافات صغيرة جدا ، لكن لايوجد لدينا أى سبب فى الشك بأنه عند مسافات أكبر من 10^{-13} cm مثلا تكون القوة المؤثرة من نفس النوع العام مثل ذلك المعطى بواسطة جهد يوكاوا . . إذن فحقيقة استخدامنا لتقريب خطى لايبطل استنتاجنا الرئيسى بأن مدى القوة يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسيم المتبادل .

ملاحظات ختامية

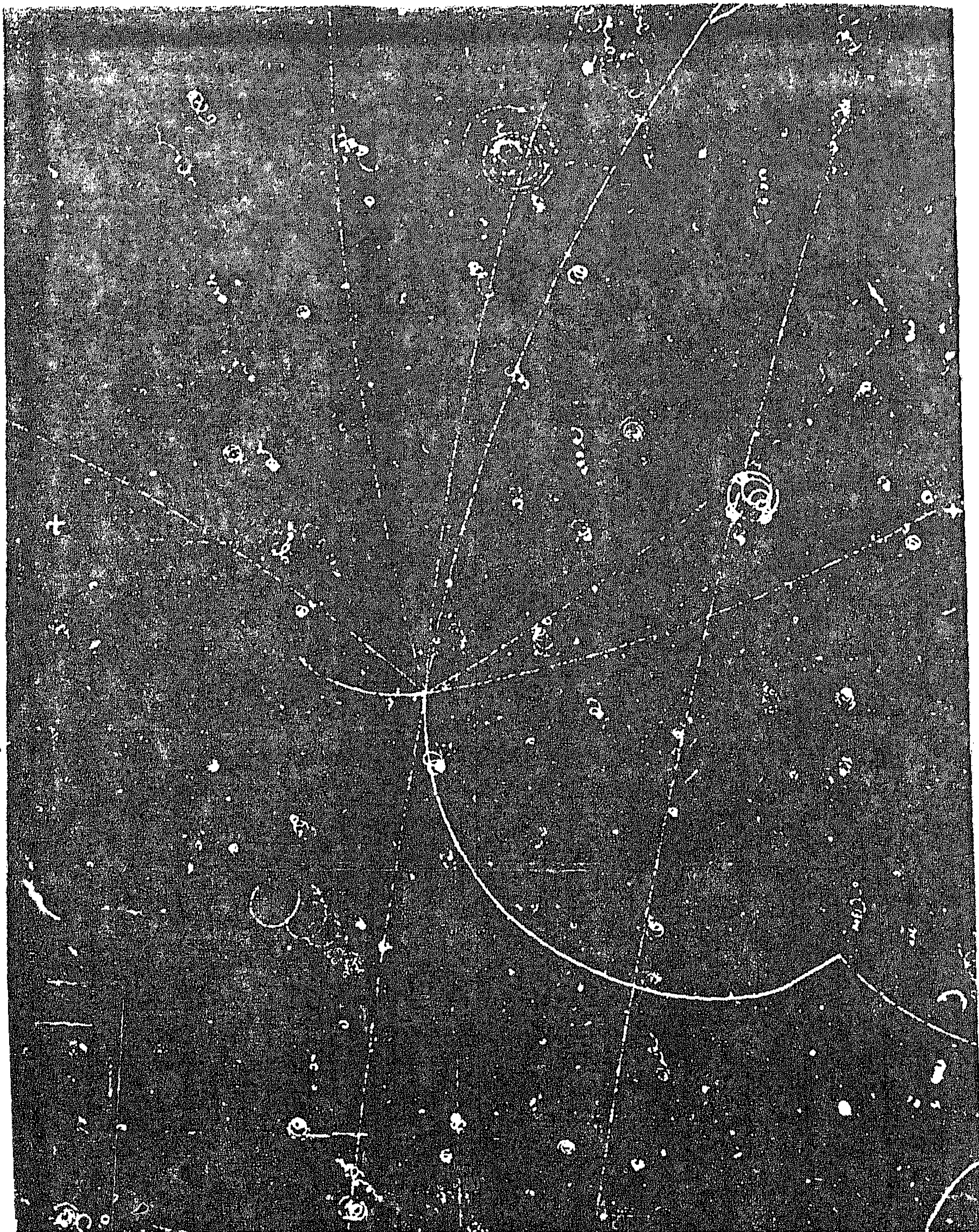
٥٦ — تعلمنا فى الفصول السابقة كيف نفكر فى الكثير من الظواهر الفيزيائية ميكانيكا كميا . وبالتأكيد كانت مناقشتنا غير كاملة إلى درجة كبيرة ، ويجب ألا يدهش هذا أى أحد لأن القصد من هذا الكتاب هو أن يكون كتاب تمهيدى . يوجد الكثير من المبادىء الهامة والعامة والتى لم نتناولها بالمناقشة بالمرة ، ومناقشتنا عن التطبيق النمطى للمبادىء التى تعلمناها يعتبر قاصراً فى كل من المجال والعمق . لكن ، يجب أن نتذكر أن فيزياء الكم هو موضوع تمت دراسته بتركيز خلال الأربعين إلى الخمسين عاماً الماضية على الأقل ، وأن كما هائلا من المعلومات قد تراكم فى هذا المجال ، ولا يمكن لأى كتاب تمهيدى أن يستعرض هذا المجال

←

صورة غرفة فقاعية توضح عملية فناء بروتون وبروتون — مضاد إلى بيونات . يحدث الحدث الأساسى فى وسط مجال الرؤية . يسقط البروتون المضاد من أسفل ، ومساره موضح بواسطة الأثر « المنقط » وهو عبارة عن خط مستقيم تقريباً . ينتج ثمانية بيونات مشحونة فى عملية الفناء . يضمحل أحد هذه البيونات ، وهو الذى يتجه أثره أولا فى اتجاه مضاد لاتجاه البروتون — المضاد الساقط ، إلى ميون ونيوترينو . يضمحل الميون فيما بعد إلى بوزيترون ونيوترينوان . من الصعب أن نميز أثر الميون من أثر البيون ، لكن يمكن رؤية بداية أثر البوزيترون بوضوح .

الغرفة موضوعة فى مجال مغناطيسى عمودى على مستوى الصورة . تدور آثار الجسيمات السالبة فى اتجاه عقارب الساعة وآثار الجسيمات الموجبة فى الاتجاه المعاكس . تترك الجسيمات البطيئة آثاراً سميكة ، على حين تميل آثار الجسيمات السريعة جداً إلى المظهر « المنقط » .

(الصورة بأذن من *Lawrance Radiation Laboratory, Berkeley*)



الهائل ، وعلى ذلك فيوجد الكثير جداً الذى يجب تعلمه من خلال العملية البسيطة وهى حضور المحاضرات وقراءة الكتب . ولا يجب أن يشعر أى قارىء بالإحباط أو الإساءة من جراء هذا القول : أنه تصريح بسيط بالحقيقة .

مع ذلك فلقد بدأنا بداية حسنة . لقد تعلمنا عن الطبيعة الموجية لكل الجسيمات الفيزيائية . ولقد رأينا كيف أن الكثير من الظواهر الفيزيائية التى لا يمكن فهمها على أساس الفيزياء الكلاسيكية يمكن أن تفهم على أساس الصورة الموجية ، واكتسبنا أيضاً فهما معيناً عن الكيفية التى تتأتى بها القوانين الكلاسيكية « كحالات حدية » للقوانين الميكانيكية الكمية . وتعلمنا عن مستويات الطاقة المصاحبة لكل نظام فيزيائى ، وتعلمنا كيف أن وجود تلك المستويات يمكن أن يفهم فى نطاق ميكانيكا الكم . وعلى مدى دراستنا اكتسبنا إلماماً عاماً معيناً بدنياً الفيزياء المجهرية الغريبة (عند النظرة الأولى) . لقد تعلمنا شيئاً عن رتب عظم الكميات الفيزيائية الخاصة بالفيزياء المجهرية ، وتعلمنا أيضاً كيفية إجراء تقييمات بسيطة ، على أساس نماذج بسيطة .

والقارىء الذى واصل طريقه خلال الكتاب حتى نهاية الفصل الأخير تحصل على لمحة من بعض المسائل الأكثر اهتماماً للفيزياء الحديثة . ولقد تعلمنا بأن الفيزياء ليس موضوعاً مغلقاً : الكثير من المسائل الأساسية . موجودة بدون حلول منتظرة فى وقتنا هذا .

يختم المؤلف كتابه بتمنياته للقارىء بدراسات مستقبلية سعيدة فى فيزياء الكم .

مراجع لدراسة اضافية

1) D. H. Frish and A. M. Thorndike : *Elementary* **Particles** (D. van Nostrand Co., Inc., 1964).

هذا الكتاب الصغير (١٤٨ صفحة) يقدم تقريراً بسيطاً ، وحديثاً ونزكيه لذلك . يتم مناقشة التقنية العملية فى هذا المجال مناقشة جيدة .

تذكر المقالات الآتية فى :

(أ) F. J. Dyson : «Field Theory», April 1953, p. 57.

(ب) G. F. Chew, M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld : «Strongly Interacting Particles», February 1964, p. 74.

(ج) M. Gell-Mann and E. P. Rosenbaum : «Elementary Particles», July 1957, p. 72.

(د) G. Feinberg and M. Goldhaber : «The Conservation Laws of Physics», Oct. 1963, p. 36.

(ه) F. J. Dyson : «Mathematics in the Physical Sciences», September 1964, p. 128.

(و) W. B. Fowler and N. P. Samios : «The Omega-Minus Experiment», October 1964, p. 36.
(ز) K. W. Ford : «Magnetic Monopoles», December 1963, p. 122.
(ح) G. W. Gray : «The Ultimate Particles», June 1948, p. 26.
(ط) H. A. Bethe : «What holds the Nucleus Together» ? Sept. 1953, p. 58.
(ى) R. E. Marshak : «The Nuclear Force», March 1960, p. 98.
(ك) S. Penman : «The Muon», July 1961, p. 46.

مســــائل

١ – (أ) احسب احتمال النفاذية بالنسبة لنيوترونات بطاقة 0.1 eV ساقطة عمودياً على رقيقة كادميوم بسمك 0.1 mm . كثافة الكادميوم هى $8.7\ gm/cm^3$. يمكنك الحصول على مساحة المقطع المستعرض للنيوترونات من شكل ٦ أ .

(ب) بالمثل احسب احتمال النفاذية بالنسبة لنيوترونات بطاقة 1 eV ساقطة عمودياً على لوح من الكادميوم بسمك 1 cm .

٢ – مساحة المقطع المستعرض الكلية لتفاعل ميزون K^+ البيني مع بروتون هى حوالى 15 mb عندما تكون طاقة الميزون K الحركية (ساقطاً على بروتون ساكن) 400 MeV . ماهو عدد التفاعلات المتبادلة المتوسط لكل cm من مسار ميزون K بهذه الطاقة فى الهيدروجين السائل (فى غرفة فقاعية) ؟ كثافة الهيدروجين السائل هى $0.071\ gm/cm^3$ ،

٣ – مساحة المقطع المستعرض لإنتاج زوج من الكترون – بوزيترون عندما يتصادم كم جامى بطاقة قدرها 10 MeV مع ذرة رصاص هى حوالى 14 barns . ماهو احتمال إنتاج زوج عند سقوط شعاع جامى بهذه الطاقة عمودياً على لوح من الرصاص ذى سمك قدره 2.5 mm ؟ كثافة الرصاص هى $11.3\ gm/cm^3$

٤ – تم قياس مساحة المقطع المستعرض لتطاير كمبتون فى إحدى التجارب وكان 0.49 barn عند طاقة شعاع جامى قدرها 100 KeV . عند هذه الطاقة ، التى تقل كثيراً عن طاقة السكون للالكترون ، تأتى نتيجة حساب كلاسيكى غير – نسبى وبسيط قريبة من القيمة الصحيحة .

حاول إجراء مثل هذا الحساب لرؤية مدى قرب نتائجك . فى تطاير كمبتون يتطاير شعاع جامى بواسطة الكترون « حر » ساكن فى الأصل . (تدارسنا تأثير كمبتون فى الفصل الرابع ، لكن لم نتدارس المقطع المستعرض للتطاير .) افترض بأن موجة مستوية بسعة قدرها A وتردد ω تسقط على الكترون ساكن أصلا . ينتج عن ذلك أن يتحرك الألكترون بحركة تذبذبية فى اتجاه المتجه الكهربى للموجة . افترض بأن سعة هذه الذبذبة هى x . من الواضح أن المقدار x سوف يتناسب مع السعة A للموجة ، وبالإضافة فسوف يعتمد

المقدار x على التردد ω وعلى كتلة وشحنة الألكترون . يعمل الألكترون المتذبذب مثل ثنائي القطب الكهربي بعزم ثنائي القطب مقداره $e x$. يبعث هذا الثنائي القطب إشعاعات كهرمغناطيسية بمعدل كلي W (ذكرنا الصيغة الخاصة بهذا المعدل فى البند ٤٨ من الفصل ٣) يجب إذن أن نتمكن من حساب جزء الطاقة من الطاقة الساقطة الذى يتطاير بواسطة الألكترون خلال وحدة المساحات (المحتوية على الألكترون) . أعد صياغة نتائجك بدلالة مساحة مقطع مستعرض للتطاير : تكون هذه مساحة مقطع كتون المستعرض . مساحة مقطع كمبتون المستعرض بالنسبة لذرة عبارة عن حاصل ضرب مساحة المقطع المستعرض بالنسبة لألكترون مع عدد الألكترونات الموجودة فى الذرة .

٥ - (أ) قدمنا فى البند ١٧ نظرية بسيطة عن النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض فى الحالة التى يكون فيها التطاير كرى التماثل . من المهم مقارنة هذه النظرية بمساحة المقطع المستعرض المقاسة عملياً فى حالة التطاير $\pi^+ - p$ والمبينة فى شكل ٢٤ ب . نبسط المسألة باعتبار البروتون وكأنه غير متناه فى الثقل . الطاقة الهامة فى التطاير هى إذن طاقة الحركة للبيون الموجب ، وهى حوالى 195 MeV (فى مناط إسناد المعمل) عند موضع الرنين الملحوظ $N^*_{3/2}$ قم بمثل هذه المقارنة . سوف تجد أن رتبة العظم صحيحة ، ولكن ستختلف مساحة المقطع المستعرض عن مساحة المقطع المستعرض النظرية « بمعامل يساوى الوحدة تقريباً » . تعليل هذا التضارب هو أن التطاير ليس كرى التماثل . يجب تعديل نظريتنا السهلة لتتضمن توزيعات زاوية أخرى ممكنة . بمثل هذا التعديل تتفق مساحة المقطع المستعرض العملية عند النهاية القصوى جيداً مع التوقع النظرى

(ب) قدر متوسط زمن العمر للجسيم N^* على أساس المنحنى المبين فى شكل ٢٤ ب .

٦ - باستخدام النظرية السهلة للتطاير الرنينى فى البندين ١٧ - ١٨ ، قدر مساحة المقطع المستعرض للامتصاص الرنينى لأشعة جاما بطاقة 14.4 keV بواسطة النواة Fe^{57} . (هذا التقدير يختص بالنتائج العملية المقدمة فى شكل ١٦ أ ، الفصل الرابع) . بافتراض أن أنوية الحديد الماصة موجودة فى رقيقة سمكها 1 mil ، ماهو احتمال مرور أشعة جاما من خلال الرقيقة ؟

لاحظ أن نظريتنا السهلة لاتنطبق فى الحقيقة على الفوتونات وذلك بسبب (ضمن أسباب أخرى) أن الفوتونات لها كمية تحرك زاوية مغزلية تساوى واحد . لاتتوقع إذن بأن تحصل على نتيجة عددية صحيحة لمساحة المقطع المستعرض . اعتماد مساحة المقطع المستعرض القصوى على الطول الموجى تعطيها نظريتنا بصحة على الرغم من ذلك ، وتقديرك إذن مفيد كتقدير لرتبة العظم .

٧ - من الواضح أن النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض لتطاير الضوء الرنينى بواسطة ذرة يمكن أن تكون كبيرة جداً وذلك بسبب الطول الموجى الكبير للضوء المرئى . دعنا نأخذ فى الاعتبار التطاير الرنينى لضوء أصفر بطول موجى 5896 Å بواسطة ذرات الصوديوم .

(أ) بروح المسألة السابقة ، قدر النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض عند الرنين .

(ب) فى تجربة فعلية من الممكن أن يكون لدينا بخار صوديوم فى وعاء زجاجى يعمل « كهدف » فى تجربة التطاير . (اعتبر ، مثلا ، الترتيبات العملية المشروحة فى المسألة ٣ ، الفصل ٣) سوف لا تتساوى سرعة

جميع ذرات الصوديوم ، ونتيجة لذلك فسوف تزيد إزاحة دوبلر ، من عرض خط الامتصاص . متوسط زمن العمر للصوديوم فى الحالة $3p_{1/2}$- هو حوالى 10^{-8} sec . من ذلك يمكنك حساب عرض الخط بالنسبة لذرة صوديوم معزولة وساكنة . افترض بأن الضوء الساقط له هذا العرض الخطى . وافترض بالإضافة إلى ذلك بأن الذرات فى وعاء الامتصاص لها متوسط سرعة عشوائية مناظراً لدرجة حرارة 200°C . قدر مساحة المقطع المستعرض المؤثرة للتطاير التى تقدمها ذرة فى الوعاء للفوتونات فى الحزمة الساقطة .

(حـ) باستخدام التقدير لمساحة المقطع المستعرض المؤثرة والتى توصلنا إليها فى الجزء (ب) بعاليه ، أوجد عدد ذرات الصوديوم فى كل cm^3 الواجب وجودها فى الوعاء بحيث تسبب نقصان شدة الضوء الساقط بعامل مقداره إثنان وذلك فى حالة مرور الضوء من خلال طبقة من الغاز سمكها 1 cm . لاداعى للقول بأن مثل هذا الغاز يكون تام الشفافية بالنسبة لضوء له أطوال موجات أخرى غير الطول الموجى الرنينى .

٨ — خذ فى الاعتبار الجسيمات المكونة للثمانية الباريونية الموضح طيفها الكتلى فى شكل ٢٧ ب وفى رسم التماثل البيانى الخاص بنظرية طريق الطيات الثمانى الموضح فى شكل ٢٩ ب . من هذه الجسيمات واحد فقط مستقر . ضمن الجسيمات غير المستقرة الباقية يتم اضمحلال إحداها خلال تفاعل كهرمغناطيسى متبادل (له زمن عمر ملحوظ قصره بالمقارنة مع الجسيمات الأخرى) وتضمحل الجسيمات الأخرى من خلال التفاعلات المتبادلة الضعيفة . هل بإمكانك تعليل هذه السمات للثمانية بدلالة قوانين الحفاظ على العدد الباريونى والشحنة الكهربائية ، والشحنة الزائدة التى تداولناها . للقيام بذلك يجب أن تفحص كل الاضمحلالات الممكنة التى يمكنك التفكير فيها والتى تؤدى إلى جسيمات تم ذكرها فى النص ، مع الأخذ فى الاعتبار كتل تلك الجسيمات والمعينة عمليا . على سبيل المثال : يمكنك أن تبدأ بالسؤال عما إذا كان بالإمكان أن يضمحل الجسيم Σ^+ إلى ميزون K وشيء آخر . سوف تكتشف بسرعة بأن كل الاحتمالات محدودة للغاية ، وبأنه ليست هناك حالات عديدة يجب اعتبارها المسألة إذن هى أن تبين بالتفصيل أن قوانين البقاء تدارسناها تعنى بأنه لايوجد جسيم يمكنه الاضمحلال خلال تفاعل تبادلى قوى ، وبأن واحد فقط يمكنه الاضمحلال من خلال التفاعلات البينية الكهرمغناطيسية .

٩ — تبين رسومات التماثل بالإشكال ٢٩ أ — د القيم الخاصة بالجسيمات المختلفة والخاصة بالكمية المسماة بالمركبة الثالثة للمغزلية النظائرية (ويرمز لها بالرمز I_3) . ولقد ذكرنا بأن هذه الكمية هى أيضاً محافظ عليها فى كل التفاعلات المتبادلة القوية والكهرمغناطيسية .

حقق ما إذا كان قانون الحفاظ هذا يعنى أى شيء أكثر من قوانين الحفاظ الأخرى والتى أوردناها والتى تتعلق بالحفاظ على الشحنة ، والشحنة الزائدة ، والعدد الباريونى .

١٠ — فى المنشورات عن الجسيمات الأولية تستخدم أحياناً صفة تسمى « الغرابة » (Strangeness) لتمييز الجسيمات المتفاعلة بينياً بقوة . يمكن أن يخصص لكل جسيم عدد غرابة كى S ، والذى يمكننا أن نعرفه أن نعرفه بواسطة $S = Y - B$ ، حيث Y هى الشحنة الزائدة و B هو العدد الباريونى . تبعاً لهذه القاعدة القاعدة فإن البيونات والنيوكليونات تكون لها غرابة مساوية للصفر : ليست بغريبة لكنها مألوفة .

(أ) فى أى أنواع التفاعلات البينية يتم الحفاظ على الغرابة ؟

(ب) توجد علاقة خطية بسيطة بين الغرابة S ، الشحنة الكهربائية Q ، العدد الباريونى B ، وبين المركبة الثالثة للمغزلية النظائرية I_3 . أوجد هذه العلاقة (كما تكشف عن نفسها فى رسومات التماثل بالأشكال ٢٩ أ – د) .

١١ – نريد إنتاج جسيمات لامدا من خلال تصادمات البروتون مع البروتون . ماهى النهاية الصغرى للطاقة الحركية التى يجب أن يكون عليها برتون ساقط على بروتون ساكن من أجل إتمام هذا الإنتاج ؟

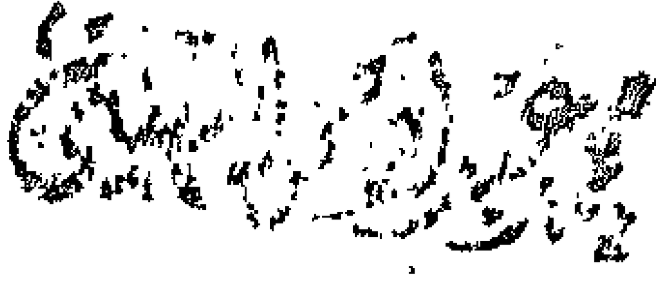
١٢ – (أ) فى البند ١١ خمنا بأن موجة متطايرة يجب أن تأخذ الشكل

$$\psi_s(x,t) = Cf(\theta)\frac{1}{x}\exp(ixp - i\omega t) \qquad (أ)$$

عند مسافات كبيرة من مركز التطاير . بين بأنه بالنسبة للحالة الخاصة من تطاير متماثل كريا ، الذى يكون فيه $f = f(\theta)$ غير معتمدة على زاوية التطاير θ ، تكون الدالة الموجية المعطاة بواسطة (أ) هى فعلا حل لمعادلة كلاين – جوردون (فيما عدا النقطة $x = 0$) فى الفراغ . سيكون من المفيد اعتبار مناقشتنا فى هذا الصدد فى البندين ٥١ – ٥٢ .

(ب) بين أنه بالنسبة لـ $f(\theta)$ اختيارية يكون التعبير فى (أ) حلا تقريبياً لمعادلة كلاين – جوردون. يجب أن تبين بأنه إذا ما تم التعويض بهذه الدالة الموجية فى معادلة كلاين – جوردون ، فإن المعادلة تتحقق فيما عدا حداً خطأ يؤول إلى الصفر مثل $1/x^2$ عندما تؤول x إلى مالا نهاية .

ملحق



بالنسبة لجداول الوحدات وعوامل تحويل ، أنظر باطن الغلاف الخلفي للكتاب .

بالنسبة لجدول قيم تقريبية لثوابت فيزيائية هامة ، أنظر باطن الغلاف الأمامي للكتاب .

جدول (أ) : ثوابت فيزيائية عامة*

ثابت بلانك	$h = 2\pi\hbar = (6.62559 \pm 0.00015) \times 10^{-27}$ erg sec $\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1.05449 \pm 0.00003) \times 10^{-27}$ erg sec
سرعة الضوء	$c = (2.997925 \pm 0.000001) \times 10^{10}$ cm sec^{-1}
الشحنة الكهربية	$e = (4.80298 \pm 0.00006) \times 10^{-10}$ esu $= (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19}$ coul
ثابت الجاذبية	$G = (6.670 \pm 0.005) \times 10^{-8}$ dyne cm^2 gm^{-2}
ثابت التركيب الدقيق	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = (7.29720 \pm 0.00003) \times 10^{-3}$ $\frac{1}{\alpha} = 137.0388 \pm 0.0006$
عدد أفوجادرو	$N_0 = (6.02252 \pm 0.00009) \times 10^{23}$ mol^{-1}
ثابت بولتزمان	$k = (1.38054 \pm 0.00006) \times 10^{-16}$ erg ($^\circ$K)$^{-1}$
ثابت فاراداى	$N_0e = (96487.0 \pm 0.5)$ coul mol^{-1}
ثابت الغازات العام	$R = N_0k = 8.314 \times 10^7$ erg ($^\circ$K)$^{-1}$ mol^{-1} $= 1.986$ cal ($^\circ$K)$^{-1}$ mol^{-1}
كتلة الألكترون	$m = (9.10908 \pm 0.00013) \times 10^{-28}$ gm $= (5.48597 \pm 0.00003) \times 10^{-4}$ amu $= (0.511006 \pm 0.000002)$ MeV/c^2
وحدة الكتلة الذرية	(amu) $= (1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24}$ gm $= (931.478 \pm 0.005)$ MeV/c^2
كتلة البروتون	$M_p = (1.67252 \pm 0.00003) \times 10^{-24}$ gm $= (1.00727663 \pm 0.00000008)$ amu $= (938.256 \pm 0.005)$ MeV/c^2

* معظم النتائج فى هذا الجدول مأخوذ من المقالة

E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, "Our Knowledge of the Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965," *Reviews of Modern Physics* 37, 537 (1965).

كتلة النيوترون	$M_n = (1.0086654 \pm 0.0000004)$ amu $= (939.550 \pm 0.005)$ MeV/c^2
طول كمبتون الموجي للألكترون	$\lambda_e = \frac{h}{mc} = (2.42621 \pm 0.00002) \times 10^{-10}$ cm $\lambdabar_e = \frac{\hbar}{mc} = (3.86144 \pm 0.00003) \times 10^{-11}$ cm
نصف القطر الأول لبوهر	$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \alpha^{-1}\lambdabar_e$ $= (5.29167 \pm 0.00002) \times 10^{-9}$ cm
نصف القطر الكلاسيكي للألكترون	$\frac{e^2}{mc^2} = \alpha\lambdabar_e = (2.81777 \pm 0.00004) \times 10^{-13}$ cm
جهد التأين غير النسبي للهيدروجين بكتلة بروتون لانهائية .	$R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 = (13.60535 \pm 0.00013)$ eV
ثابت ريدبيرج بالنسبة لكتلة بروتون لانهائية	$\tilde{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = \frac{R_\infty}{hc} = (109737.31 \pm 0.01)$ cm^{-1}
ثابت ريدبيرج بالنسبة للهيدروجين	$\tilde{R}_H = (109677.576 \pm 0.012)$ cm^{-1}
مجنيتون بوهر	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ $= (9.27314 \pm 0.00021) \times 10^{-21}$ erg gauss^{-1}
التردد المصاحب لـ 1 eV	$(2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14}$ cycle/sec
العدد الموجي المصاحب لـ 1 eV	(8065.73 ± 0.08) cm^{-1}
درجة الحرارة المصاحبة لـ 1 eV	(11604.9 ± 0.5) °K

جدول (ب) : الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً ***

الجسيم	المغزلية	الكتلة MeV	زمن العمر المتوسط sec	الاضمحلالات الهامة *		
				الطريقة الجزئية	نسبة التفرع	Q MeV
فوتون	1	0	مستقر	stable		
لبتونات نيوترينو -e نيوترينو -μ	$\frac{1}{2}$	0 (< 0.2 keV) 0 (< 2 MeV)	stable	stable		
الكترون – بوزيترون	$\frac{1}{2}$	0.511006	stable	stable		
ميونات	$\frac{1}{2}$	105.659	2.20×10^{-6}	$e\nu\nu$	100%	105
باريونات** بروتون	$\frac{1}{2}$	938.256	stable	stable		
نيوترون		939.550	1.01×10^{3}	$pe^{-}\nu$	100%	0.78
هيرون – لامبدا	$\frac{1}{2}$	1115.58	2.51×10^{-10}	$p\pi^{-}$ $n\pi^{0}$ $p\mu\nu$ $pe\nu$	66% 34% 1.4×10^{-4} 0.88×10^{-3}	30 41 72 177
هيرونات – سيجما	$\frac{1}{2}$	1189.47	0.81×10^{-10}	$p\pi^{0}$ $n\pi^{+}$ $p\gamma$	53% 47% 1.9×10^{-3}	116 110 251
		1192.56	$< 1.0 \times 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$	100%	77
		1197.44	1.65×10^{-10}	$n\pi^{-}$ $ne^{-}\nu$ $n\mu^{-}\nu$ $\Lambda e^{-}\nu$	100% 1.3×10^{-3} 0.6×10^{-3} 0.6×10^{-4}	118 257 152 81
جسيمات متسلسلة	$\frac{1}{2}$	1314.7	3.0×10^{-10}	$\Lambda\pi^{0}$	100%	7
		1321.2	1.74×10^{-10}	$\Lambda\pi^{-}$ $\Lambda e^{-}\nu$	100% 3.0×10^{-3}	5 205
أوميجا – السالبة	$\frac{3}{2}$	1674	1.5×10^{-10}	$\Xi\pi$ $\Lambda\overline{K}$	~50% ~50%	221 66

جدول (ب) : الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً (تابع)

الجسيم	المغزلية	الكتلة MeV	زمن العمر المتوسط sec	الاضمحلالات الهامة * الطريقة الجزئية	نسبة التفرع	Q MeV
ميزونات						
بيونات مشحونة $\pi^{\pm}$	0	139.58	2.608×10^{-8}	$\mu\nu$	100%	34
				$e\nu$	1.24×10^{-4}	139
				$\mu\nu\gamma$	1.24×10^{-4}	34
				$\pi^0 e\nu$	1.0×10^{-8}	4.08
بيون متعادل π^0	0	134.98	0.89×10^{-16}	$\gamma\gamma$	98.8%	135
				$\gamma e^+ e^-$	1.2%	134
كيونات مشحونة $K^{\pm}$ (K – ميزون)	0	493.8	1.235×10^{-8}	$\mu\nu$	63.4%	388
				$\pi^{\pm}\pi^0$	21.0%	219
				$\pi^{\pm}\pi^-\pi^+$	5.6%	75
				$\pi^{\pm}\pi^0\pi^0$	1.7%	84
				$\mu^{\pm}\pi^0\nu$	3.4%	253
				$e^{\pm}\pi^0\nu$	4.8%	358
كيونات متعادلة K^0	0	497.9				
K_1			0.87×10^{-10}	$\pi^+\pi^-$	69.3%	219
				$\pi^0\pi^0$	30.7%	228
K_2			5.68×10^{-8}	$\pi^0\pi^0\pi^0$	23.5%	93
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	11.5%	84
				$\pi\mu\nu$	27.5%	253
				$\pi e\nu$	37.4%	358
				$\pi^+\pi^-$	0.15%	219
				$\pi^0\pi^0$	0.36%	228
ميزون – إيتا η	0	548.6	$< 7 \times 10^{-20}$ $> 0.7 \times 10^{-20}$	$\gamma\gamma$	31.4%	549
				$\pi^0\pi^0\pi^0$	21.0%	144
				$\pi^0\gamma\gamma$	20.5%	414
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	22.4%	135
				$\pi^+\pi^-\gamma$	4.6%	269

* ترمز Q إلى طاقة الحركة الناتجة فى الاضمحلال

** يناظر كل واحد من الباريونات باريون – مضاد ، غير مدرج على انفراد

*** النتائج فى هذا الجدول مأخوذة من مقالة بواسطة

A. H. Rosenfeld et al., "Data on Particles and Resonant States," *Reviews of Modern Physics* 39, 1 (1967).

تقدم فى هذه المقالة نتائج لجسيمات كثيرة أخرى . تعطى أيضاً معلومات إضافية عن الجسيمات المستقرة بصفة خاصة . تم حذف بعض طرق الاضمحلال النادرة من جدولنا .

جدول (ج) : العناصر الكيميائية

العنصر	الرمز	العدد الذرى	الكتلة الذرية *	العنصر	الرمز	العدد الذرى	الكتلة الذرية
Actinium	Ac	89	(227)	Erbium	Er	68	167.26
Aluminum	Al	13	26.9815	Europium	Eu	63	151.96
Americium	Am	95	(243)	Fermium	Fm	100	(253)
Antimony	Sb	51	121.75	Fluorine	F	9	18.9984
Argon	Ar	18	39.948	Francium	Fr	87	(223)
Arsenic	As	33	74.9216	Gadolinium	Gd	64	157.25
Astatine	At	85	(210)	Gallium	Ga	31	69.72
Barium	Ba	56	137.34	Germanium	Ge	32	72.59
Berkelium	Bk	97	(247)	Gold	Au	79	196.967
Beryllium	Be	4	9.0122	Hafnium	Hf	72	178.49
Bismuin	Bi	83	208.980	Helium	He	2	4.0026
Boron	B	5	10.811	Holmium	Ho	67	164.930
Bromine	Br	35	79.909	Hydrogen	H	1	1.00797
Cadmium	Cd	48	112.40	Indium	In	49	114.82
Calcium	Ca	20	40.08	Iodine	I	53	126.9044
Californium	Cf	98	(251)	Iridium	Ir	77	192.2
Carbon	C	6	12.01115	Iron	Fe	26	55.847
Cerium	Ce	58	140.12	Krypton	Kr	36	83.80
Cesium	Cs	55	132.905	Lanthanum	La	57	138.91
Chlorine	Cl	17	35.453	Lawrencium	Lw	103	(257)
Chromium	Cr	24	51.996	Lead	Pb	82	207.19
Cobalt	Co	27	58.9332	Lithium	Li	3	6.939
Copper	Cu	29	63.54	Lutetium	Lu	71	174.97
Curium	Cm	96	(247)	Magnesium	Mg	12	24.312
Dysprosium	Dy	66	162.50	Manganese	Mn	25	54.9380
Einsteinium	Es	99	(254)	Mendelevium	Md	101	(256)

* الأعداد التى بين الأقواس فى عمود الكتلة الذرية هى الأعداد الكتلية للنظير الأكثر استقراراً من العناصر المشعة .

جدول (ج) : العناصر الكيميائية (تابع)

العنصر	الرمز	العدد الذرى	الكتلة الذرية *	العنصر	الرمز	العدد الذرى	الكتلة الذرية *
Mercury	Hg	80	200.59	Samarium	Sm	62	150.35
Molybdenum	Mo	42	95.94	Scandium	Sc	21	44.956
Neodymium	Nd	60	144.24	Selenium	Se	34	78.96
Neon	Ne	10	20.183	Silicon	Si	14	28.086
Neptunium	Np	93	(237)	Silver	Ag	47	107.870
Nickel	Ni	28	58.71	Sodium	Na	11	22.9898
Niobium	Nb	41	92.906	Strontium	Sr	38	87.62
Nitrogen	N	7	14.0067	Sulfur	S	16	32.064
Nobelium	No	102	(255)	Tantalum	Ta	73	180.948
Osmium	Os	76	190.2	Technetium	Tc	43	(98)
Oxygen	O	8	15.9994	Tellurium	Te	52	127.60
Palladium	Pd	46	106.4	Terbium	Tb	65	158.924
Phosphorus	P	15	30.9738	Thallium	Tl	81	204.37
Platinum	Pt	78	195.09	Thorium	Th	90	232.038
Plutonium	Pu	94	(244)	Thulium	Tm	69	168.934
Polonium	Po	84	(209)	Tin	Sn	50	118.69
Potassium	K	19	39.102	Titanium	Ti	22	47.90
Praseodymium	Pr	59	140.907	Tungsten	W	74	183.85
Promethium	Pm	61	(145)	Uranium	U	92	238.03
Protactinium	Pa	91	(231)	Vanadium	V	23	50.942
Radium	Ra	88	226.0254	Xenon	Xe	54	131.30
Radon	Rn	86	(222)	Ytterbium	Yb	70	173.04
Rhenium	Re	75	186.2	Yttrium	Y	39	88.905
Rhodium	Rh	45	102.905	Zinc	Zn	30	65.37
Rubidium	Rb	37	85.47	Zirconium	Zr	40	91.22
Ruthenium	Ru	44	101.07				

* الأعداد التى بين الأقواس فى عمود الكتلة الذرية هى الأعداد الكتلية للنظير الأكثر استقراراً من العناصر المشعة .

المصطلحات العلمية (عربى ــ انجليزى)

(أ)

Square well potentials	آبار الجهد المربعة
Spread	اتساع أو انتشار
Collision broadening of spectral lines	الاتساع التصادمى لخطوط الطيف
Doppler broadening	اتساع دوبلر
Pressure broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف بسبب الضغط
Excitation	إثارة
Optical excitation of atoms	الإثارة الضوئية للذرات
Vibrational excitations	الإثارة الاهتزازية
Ether	الأثير
Probaility	الاحتمال
Barrier penetration	اختراق الحاجز
Recoil	الارتداد
Earth	الأرض
Doppler Shift	إزاحة دوبلر
Phase shift in scattering	الإزاحة الطورية فى الاستطارة
Scattering	الاستطارة
Inelastic scattering	استطارة غير مرنة أو تطاير غير مرن
Elastic scattering	استطارة مرنة أو تطاير مرن
S-wave scattering	استطارة موجة ــ S
Stability	الاستقرار
Polarization	الاستقطاب
Left-circularly polarized	استقطاب دائرى يسارى

Derivation	إشتقاق
K-caputre	أسر — K
Electron capture	الأسر الألكترونى
Exponential	أسى
Signal	إشارة
Radiation	الإشعاع
Dipole radiation	إشعاع ثنائى القطب
Black-body radiation	إشعاع الجسم الأسود
Bremsstrahlung	إشعاع الفرملة
Characteristic radiation	الإشعاع المميز
X-ray characteristic radiation	إشعاعات إكس المميزة
Sun's radiation	الإشعاعات الشمسية
Cerenkov radiation	إشعاعات شرينكوف
Electromagnetic radiation	الإشعاعات الكهرمغناطيسية
X-ray	أشعة إكس أو أشعة × أو الأشعة السينية
Beta rays	أشعة بيتـــا
Gamma rays	أشعة جاما
Cosmic rays	الأشعة الكونية
Fundamental	أصلى أو أساسى
Perturbation	اضطراب
Beta decay	اضمحلال بيتـــا
Gamma decay	اضمحلال جاما
Spectra	الأطياف
Absorption spectra	أطياف الامتصاص
Molecular band spectra	الأطياف الجزيئية الشريطية
Atomic spectra	الأطياف الذرية
Band spectra	أطياف شريطية
Radiative recombination	إعادة التجميع المشعة
Quantum numbers	الأعداد الكمية

Electron	الألكترون
Electron volt (eV)	الألكترون فولت (eV) (وحدة طاقة)
Photoelectrons	الكترونات كهرضوئية
Optically active electrons	الألكترونات النشطة ضوئياً
Electronic	الكترونى
Absorption	امتصاص
Absorption of light	امتصاص الضوء
Duration	أمد
Emission	انبعاث
X-ray tube	أنبوبة الأشعة — السينية
Statistical spread	الانتشار أو الاتساع الإحصائى
Momentum transfer	إنتقال كية الحركة
Electric dipole transitions	انتقالات ثنائى القطب الكهربى
Magnetic dipole transitions	انتقالات ثنائى القطب المغناطيسى
Electric quadrupole transitions	انتقالات رباعى القطب الكهربى
Allowed transitions	الانتقالات المجازة أو المتاحة
Forbidden transitions	الانتقالات الممنوعة أو غير المتاحة
Angstrom (A)	أنجستروم (وحدة قياس)
Photodisintegration	الانحلال الضوئى
Nuclear fusion	إندماج نووى
Fission	انشطار
Spontaneous fission	انشطار لحظى أو تلقائى
Nuclear fission	انشطار نووى
Nuclear radii	أنصاف الأقطار النووية
Reflection	الانعكاس
Total internal reflection	الانعكاس الداخلى الكلى
Refraction	انكسار
Decay mode	أنماط اضمحلال
Nuclei	أنوية

Mirror nuclei	أنوية مرآوية
Stable nuclei	أنوية مستقرة
Vibration	اهتزازة
Vibrational	اهتزازية
Elementary	أولى

(ب)

Parameter	بارامتر
Barn (unit of cross-section)	بارن (وحدة قياس مساحة مقطع مستعرض)
Baryons	الباريونات
Antibaryouns	الباريونات المضادة أو أضداد الباريونات
Wave packet	باقة موجية أو طرد موجى
Proton	البروتون
Dimension	بعد
Dimensional	بعدى
Charge conservation	بقاء الشحنة أو الحفاظ على الشحنة
Conservation of hypercharge	بقاء الشحنة الزائدة
Conservation of energy	بقاء الطاقة
Conservation of baryon number	بقاء العدد الباريونى
Conservation of angular momentum	بقاء كية التحرك الزاوية
Crystal	بللورة
Positron	البوزيترون

(ت)

Zeeman effect	تأثير زيمان
Stark effect	تأثير شتارك
Compton effect	تأثير كبتون
Phtoelectric effect	التأثير الكهرضوئى

Isotope effect	التأثير النظيرى
Tunneling effect	تأثير النفق
Ionization	تأين
Charge exchange	تبادل الشحنة
Gravitation	التثاقلية أو الجاذبية
Emperical	تجريبى
Infrared	تحت الحمراء
Disintergration	تحلل أو تفكك
Fourier analysis	التحليل الفوريرى
Partial wave analysis	التحليل الموجى الجزئى
Lorentz transformation	تحويل لورنتز
Term scheme	تخطيط حدود
Schematic	تخطيطى
Creation	تخليق
Pair creation and annihilation	تخليق وفناء الزوج
Interference	التداخل
Interference of light	التداخل الضوئى
Superposition	التراكب
Incoherent superposition	تراكب لامترابط
Coherent superposition	تراكب مترابط
Angular frequency	التردد الزاوى
Fine structure	التركيب الدقيق
Atomic structure	التركيب الذرى
Shell structure	التركيب القشرى أو التركيب الصدفى
Electronic configuration	التشكيل الألكترونى
Collision	تصادم
Multiplicity of energy levels	التعدد فى مستويات الطاقة
Chain reaction	التفاعل المتسلسل
Interactions	تفاعلات بينية أو متبادلة

Partical interactions	التفاعلات البينية لجسيات
Electromagnetic interactions	التفاعلات البينية الكهرمغناطيسية
Chemical reactions	التفاعلات الكيميائية
Nuclear reactions	التفاعلات النووية
Probability interpretation of quantum-mechanics	التفسير الاحتمالى لميكانيكا الكم
Dissociation	تفكك
Resonance fluorescence	التفلور الرنيني
WKB-approximation	تقريب – WKB
Born-Oppenheimer approximation	تقريب بورن – أوبينهيمر
Statistical fluctuations	التقلبات الإحصائية
Fourier integral	التكامل الفوريرى
Quantization	تكيم أو تكية
Isotropy	تماثل اتجاهى
Partical-antipartical symmetry	تماثل الجسيم وضديده
Rotational symmetry	تماثل دورانى
Prediction	تنبؤ
Angular distribution	التوزيع الزاوى

(ث)

Constant	ثابت
Decay constant	ثابت اضمحلال
Planck's constant	ثابت بلانك
Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
Coupling constant	ثابت الترابط
Fine structure constant	ثابت التركيب الدقيق
Rydberg constant	ثابت ريدبرج
Gas constant	ثابت الغاز

Universal gas constant	ثابت الغاز الجامع
Second	ثانية
Triplet	ثلاثى
Meson octet	ثمانية الميزونات
Electric dipole	ثنائى القطب الكهربى
Physical constants	ثوابت فيزيائية

(ج)

Periodic table of elements	الجدول الدورى للعناصر
Mole	جرام جزيئى
Diatomic molecule	جزىء ثنائى الذرات
Particle	الجسيم
Omega-minus particle	جسيم أوميجا السالب
Beta Particle	جسيم بيتا
Cascade particle	جسيم تعاقى
Antiparticle	الجسيم المضاد أو ضديد الجسيم
Alpha-particles	جسيمات الفـــا
Elementary particles	الجسيمات الأولية
Unstable particles	الجسيمات غير المستقرة
Potential	الجهد
Ionization potential	جهد التـــأين
Molecular potential	الجهد الجزيئى
Critical potential	الجهد الحرج
Step potential	جهد السلم

(ح)

Shutter	حاجب
Barrier	حاجز

Potential barrier	حاجز جهد
Coulomb barrier	حاجز كولوم
Quasistationary (Quasi - stable) States	الحالات شبه المستقرة
Quantum states	الحالات الكية
Ground state	الحالات الأرضية
Virtual state	حالة افتراضية
Metastable state	حالة شبه مستقرة
Excited state	حالة مثارة
Stationary state	حالة مستقرة
Eignestate	حالة مميزة
Ionization limit	حد التأين
Dissociation limit	حد التفكك
Quantum limit	الحد الكلى
Terms	حدود
Spectral terms	الحدود الطيفية
Heat	الحرارة
Critical	حرج
Thermal motion	الحركة الحرارية
Random motion	الحركة العشوائية
Diffraction	الحيود
X-ray diffraction	حيود الأشعة السينية
Electron diffraction	الحيود الألكترونى

(خ)

Voltaic cell	الخلية الفولتية
Statistical mixture	خليط إحصائى

(د)

Schrodinger wave function	دالة شرودينجر الموجية
Work function	دالة الشغل
Eigenfunction	دالة مميزة
Wave function	دالة موجية
Degree of freedom	درجة التحرر
Temperature	درجة حرارة
Absolute temperature	درجة الحرارة المطلقة
Kelvin degree	درجة كلفن
Wave guide	دليل موجي
Dumb-bell	دمبلز
Rigid rotator	الدوار الجاسيء
Deuteron	الديوترون
Deuterium	ديوتيريوم

(ذ)

Intrinsic	ذاتي
One-electron atoms	ذرات ذات الكترون واحد
Alkali atoms	ذرات القلويات
Multi-electron atoms	ذرات متعددة الألكترونات
Muonic atoms	الذرات الميونية

(ر)

Mass spectrograph	راسم مطياف الكتلة
Electric quadrupole	رباعي القطب الكهربي
Molecular binding	الربط الجزيئي
Order of magnitude	رتبة عظم أو كبر

رتيب أو مطرد	Monotonic
رتل موجي أو قطار موجي	Wave train
رجم أو حجر نيزكي	Meteorite
الرخاخ المتعاقب	Cascade shower
رسم مستويات الطاقة التخطيطي	Energy levels diagram
رسومات تخطيطية للحدود	Term diagrams
الرموز الطيفية	Spectroscopic notation
الرنين	Resonance

(ز)

زمن التحليل	Resolving time
زمن العمر (فترة الحياة)	Lifetime

(س)

سرعة	Velocity
السرعة الطورية للموجات المادية	Phase velocity of matter waves
سرعة المجموعة (أو السرعة الجماعية)	Group velocity
السعة	Amplitude
سعة احتمالية	Probability amplitude
سعة الاستطارة	Scattering amplitude
سعة الانتقال	Transfer amplitude
سعة الموجة	Wave amplitude
السعر	Calorie

(ش)

شبه مستقر	Metastable
شبيكة البللورة	Crystal lattice

Charge	الشحنة
Electron charge	شحنة الألكترون
Elementary charge	الشحنة الأولية
Hypercharge	الشحنة الزائدة أو القوقية
Nuclear charge	الشحنة النووية
Bohr-Sommerfeld quantum condition	شرط بوهر – سمرفلدالكمى
Boundary conditions	الشروط الحدية
Quantum conditions	الشروط الكمية
Mode	شكل أو أسلوب

(ص)

Absolute zero	الصفر المطلق
Tube	صمام
Tank	صهريج
Acoustic	الصوت
Formula	صيغة
Breit-Wigner formula	صيغة برايت – فيجنر

(ض)

Antiproton	ضديد البروتون أوالبروتون المضاد
Antilambda	ضديد لامدا أو لامدا المضاد
Antineutron	ضديد النيوترون أوالنيوترون المضاد
Antineutrino	ضديد النيوترينو أوالنيوترينو المضاد
Radiation pressure	ضغط الإشعاع
Incoherent light	ضوء لامترابط

(ط)

Energy	الطاقة
Excitation energy	طاقة الإثارة
Translational energy	الطاقة الانتقالية
Ionization energy	طاقة التأين
Dissociation energy	طاقة التفكك
Nuclear Coluomb repulsion eneyrg	طاقة التنافر الكولومية النووية
Binding energy	طاقة الربط أو الترابط
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Coulomb energy	طاقة كولوم
Potential energy	طاقة وضع (أو جهد)
Retarding field method	طريقة المجال المثبط
Ensemble	طقم متناسق الأجزاء
de Broglie wavelength	طول دى برولى الموجى
Compton wavelength	طول كبتون الموجى
Wavelength	الطول الموجى
Spectrum	الطيف
Emission spectrum	طيف الانبعاث
Mass spectrum	طيف كتلى

(ظ)

Creation phenomena	ظاهرة التخليق
Destruction phenomena	ظاهرة الهدم
Phenomenological	ظواهرية

(ع)

Universal	عالمى ، جامع أو كلى
Factor	عامل أو معامل

Counter	عداد
Geiger-Muller counter	عداد جيجر – مولر
Scintillation counter	العداد الوميضى
Avogadro's number	عدد أفوجادرو
Baryon number	العدد البار يونى
Integer	عدد صحيح
Principal quatum number	العدد الكمى الرئيسى
Wave number	العدد الموجى
Charge independence	عدم الاعتماد على الشحنة
Width	عرض
Line width	عرض الخط
Natural line width	العرض الطبيعى للخط
Width of energy level	عرض مستوى الطاقة
Dipole moment	عزم ثنائى القطب
Magnetic dipole moment	عزم ثنائى القطب المغناطيسى
Nodes of wave function	عقد الدوال الموجية
Node	عقدة
Uncertainty relation	علاقة عدم التيقن
Spectroscopy	علم الطيف
Stepwise	على هيئة درجات
Age	عمر
Mean life	العمر المتوسط
Collision processes	العمليات التصادمية
Rare earth elements	العناصر الأرضية النادرة
Actinide elements	العناصر الأكتينية
Noble gas elements	عناصر الغازات الخاملة
Chemical elements	العناصر الكيميائية
Lanthanide elements	عناصر اللانثانيد

Element	عنصر
Macroscopic	عيانى

(غ)

Ideal gas	الغاز المثالى
Strangeness	الغرابة
Cloud chamber	الغرفة السحابية
Bubble chamber	غرفة الفقاعة
Polaroid	غشاء مستقطب (بولارويد)
Inelastic	غير مرن

(ف)

Doulbe slit	فتحة ثنائية ضوئية
Vacuum	الفراغ
Vactor space	فراغ المتجهات
Action	الفعل
Action at a distance	الفعل من بعد
Fluorescence	الفلورية
Annihilation	الفنــاء
Photon	الفوتون
Fermi (unit of length)	فيرمى (وحدة طول)
Classical physics	الفيزياء الكلاسيكية أو التقليدية
Microphysics	الفيزياء المجهرية
Flux	فيض

(ق)

Stokes rule	قاعدة ستوكس
Wien's displacement law	قانون الإزاحة لفين

Kepler' s law	قانون كبلر
Coulomb's law	قانون كولوم
Kirchhoff's law	قانون كير شهوف
Shell	قشرة
K-shell	قشرة أو طبقة – K
Subshells	القشور أو الأغلفة الفرعية
Inertia	قصور ذاتى
Parabola	قطع مكافىء
Quantum jumps	القفزات الكية
Peak	قمة
Selection rules	قواعد الانتقاء
Relativistic transformation laws	قوانين التحويل النسبية
Nuclear forces	القوى النووية
Expectation value	قيمة متوقعة
Optimum value	قيمة مثلى
Eigenvalue	قيمة مميزة

(ك)

Detector	كاشف أومكشاف
Electron mass	كتلة الألكترون
Atomic mass	الكتلة الذرية
Electromagnetic mass of electron	الكتلة الكهرمغناطيسية للألكترون
Reduced mass	الكتلة المختزلة
Probability density	كثافة احتمالية
Spherically symmetric	كروى التماثل
Quantum efficiency	الكفاءة الكية
Quantum	كم أو كمة
Energy quantum	كم الطاقة

Quantum of action	كم الفعل
Quanta	كمات
Angular momentum	كية التحرك الزاوية
Total angular momentum	كية التحرك الزاوية الكلية
Orbital angular momentum	كية التحرك الزاوية المدارية (أوالدورانية)
Spin angular momentum	كية التحرك الزاوية المغزلية
Electric	كهربي
Quantum electrodynamics	الكهرديناميكا الكية
Electrostatic	كهرستاتيكا
Electromagnetic	كهرمغناطيسى
Quarks	الكواركات
Particle detectors	كواشف الجسيمات
Planetary	كوكبية
Kilogram	كيلوجرام

(ل)

Dimensionless	لابعدى
Leptons	اللبتونات
Noise	لغط

(م)

Exclusion principle	مبدأ الاستبعاد
Superposition principle	مبدأ التراكب
Correspondence principle	مبدأ التناظر
Combination principle	المبدأ التوافق
Ritz combination principle	مبدأ الضم لريتز
Heisenberg uncertainty principle	مبدأ عدم التيقن لهيزنبرج
Inequality	متباينة

Oscillator	المتذبذب
Damped cisollator	متذبذب تضاؤلى
Harmonic oscillator	المتذبذب التوافقى
Driven oscillator	المتذبذب القسرى
Coherent	مترابط
Conjugate	مترافق
Self-conjugate	مترافقة ذاتية
Equality	متساوية
Series in hydrogen spectrum	المتسلسلات فى طيف الهيدروجين
Balmer series	متسلسلة بالمر
Bracket series	متسلسلة براكت
Lyman series	متسلسلة ليمان
K_α - series	متسلسلة — K_α
Continuum of energy levels	متصل مستويات الطاقة
Multiple	متعدد أو مضاعف
Multiplet	متعددة
Dynamical variable	متغير ديناميكى
Conjugate variables	متغيرات مترافقة
Average	متوسط
Averages of physical variables	متوسطات المتغيرات الفيزيائية
Localized	متمركز
Quantum field	المجال الكمى
Electromagnetic field	المجال الكهرمغناطيسى
Static meson field	مجال ميزونى استاتيكى
Distinct statistical ensembles	مجاميع إحصائية متميزة
Set	مجموعة أو نظام أوفئة
Mixed ensemble	مجموعة إحصائية خليطة
Pure ensemble	مجموعة إحصائية نقية

Bohr magneton	مجنيتون بوهر
Microsocopic	مجهرى أو ميكروسكوبى
Diffraction grating	محزوز الحيود
Range of alpha-particles	مدى جسيمات ألفا
Range of nuclear forces	مدى القوى النووية
Spectrograph	مرسمة الطيف
Polarization filter	مرشح استقطاب
Momentum filters	مرشحات كمية تحرك
Elastic	مرن
Collision cross section	مساحة المقطع التصادمى
Cross section	مساحة المقطع المستعرض
Differential cross section	مساحة المقطع المستعرض التفاضلية
Reaction cross section	مساحة المقطع المستعرض للتفاعل
Total cross section	مساحة المقطع المستعرض الكلية
Elastic cross section	مساحة المقطع المستعرض المرن
Geometric cross section	مساحة المقطع الهندسى المستعرض
Transverse	مستعرض
Virtual level	مستوى افتراضى
Energy level	مستوى طاقة
Phase plane of oscillator	المستوى الطورى للمتذبذب
Discrete energy levels	مستويات الطاقة المنفصلة
Fractionally charged	مشحون كسريا
Terminology	المصطلحات
S-matrix	مصفوفة - S
Photomultiplier	المضاعف الضوئى
Absolute	مطلق
Beta spectroscopy	مطيافية بيتا
Microwave spectroscopy	مطيافية الموجات الميكروية

Maxwell's equations	معادلات ماكسويل
Non-linear field equations	معادلات المجال غير الخطية
Dirac equation	معادلة ديراك
Schrodinger equation	معادلة شرودينجر
Time-independent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن
Time-dependent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن
Klein-Gorden equation	معادلة كلاين – جوردون
Wave equation	معادلة موجية
Relativistic wave equation	المعادلة الموجية النسبية
Modulus	معامل
Transmission coefficient	معامل النفاذية
Transition rate	معدل انتقال
Atomic standards of measurement	المعايير الذرية للقياس
Standard	معيارى
Electron spin	مغزلية الألكترون
Isotopic spin	المغزلية النظيرية
Nuclear reactor	المفاعل النووى
Michelson interferometer	مقياس تداخل مايكلسون
Features	ملامح أو سمات
Millibarn	مللى بارن (وحدة قياس مساحة مقطع)
Frame of reference	مناط إسناد
Yield curve for nuclear reaction	منحنى الإنتاج للتفاعل النووى
Smooth curve	منحنى سلمى
Litearture	المنشورات
Discrete	منفصل
Systematic	منهاجى
Operator	مؤثر أو عامل

Energy operator	مؤثر الطاقة
Laplacian operator	المؤثر اللابلاسي
Position operator	مؤثر موضع المكان
Differential operators	مؤثرات تفاضلية
de Broglie waves	موجات دي برولي
Guide waves	موجات دالة أو دليلية
Pilot waves	موجات رائدة أو هادية
Matter waves	الموجات المادية
Standing waves	الموجات الموقوفة
Microwaves	موجات ميكروئية أو دقيقة
Wave	موجة
Plane wave	موجة مستوية
Phase retarder	مؤخر طوري
Position	موضع مكان
Meson	الميزون
Eta-meson	ميزون إيتـــا
Pi-meson (pion)	ميزون باي (البيون)
K-mesons	ميزونات — K
Quantum mechanics	الميكانيكا الكية
Matrix mechanics	ميكانيكا المصفوفات
Electron microscope	الميكروسكوب الألكتروني
Muon	الميون

(ن)

Pulse	نبضة
Branching ratio	نسبة التفرع
Electron-proton mass ratio	نسبة كتلة الألكترون إلى كتلة البروتون
Relativity	النسبية

Special relativity	النسبية الخاصة
General relativity	النسبية العامة
Alpha-radioactivity	نشاط الفا الإشعاعى
Radioactivity	النشاط الإشعاعى
Radius	نصف القطر
Bohr radius	نصف قطر بوهر
Atomic radius	نصف القطر الذرى
Electron classical radius	نصف القطر الكلاسيكى للألكترون
Kinetic theory	النظرية الحركية
Rutherford theory of alpha particle scattering	نظرية رزرفورد لاستطارة جسيمات الفا
Schrodinger theory of quantum mechanics	نظرية شرودينجر لميكانيكا الكم
Eightfold Way theory	نظرية طريق الثمانى طيات
Measurement theory	نظرية القياس
Quantum theory of transitions	النظرية الكمية للانتقالات
Quantum field theory	نظرية المجال الكمية
Isotope	نظير
Transmission	نفاذ
Mass defect	النقص الكتلى
Turning point	نقطة الرجوع
Pattern	نمط
Limit	نهاية أو حد
Minimum	نهاية صغرى
Maximum	نهاية كبرى أو عظمى
Finite	نهائى
Parent nucleus	النواة الأم
Daughter nucleus	النواة الوليدة
Neutron	النيوترون

Neutrino	النيوترينو
Mu-neutrino	نيوترينو – ميو (نيوترينو – μ)
Nucleon	النيوكليون أو النوية

(هـ)

Hadrons	الهادرونات
Target	هدف
Destruction	هدم
Sigma hyperon	هيرون سيجما
Lampda hyperon	الهيرون لامدا
Hyperons	الهيرونات
Heavy hydrogen	الهيدروجين الثقيل
Liquid hydrogen	الهيدروجين السائل
Hertz (Hz)	هيرتز (Hz) (وحدة تردد)

(و)

Shield	واق
Units of measurement	وحدات القياس
Atomic mass unit(amu)	وحدات الكتلة الذرية
Atomic weight	الوزن الذرى
Mechanical mass of electron	الوزن الميكانيكي للإلكترون
Scintillation	الوميض
Abundacne	وفرة
bundance of elements	وفرة العناصر

(ى)

Diverge	يتباعد
Dissociate	يتفكك
Deflect	يحرف
Derive	يستنبط

المصطلحات العلمية (انجليزى عربى)

(A)

Absolute	مطلق
Absolute temperature	درجة الحرارة المطلقة
Absolute zero	الصفر المطلق
Absorption	امتصاص
Absorption of light	امتصاص الضوء
Absorption spectra	أطياف الامتصاص
Abundance	وفرة
Abundance of elements	وفرة العناصر
Acoustic	الصوت
Actinide elements	العناصر الأكتينية
Action	الفعل
Action at a distance	الفعل من بعد
Age	عمر
Alkali atoms	ذرات القلويات
Allowed transitions	الانتقالات الجازة أو المتاحة
Alpha-particles	جسيمات ألفا
Alpha-radioactivity	نشاط ألفا الإشعاعى
Amplitude	السعة
Angström (Å)	أنجستروم (وحدة قياس)
Angular distribution	التوزيع الزاوى
Angular frequency	التردد الزاوى
Angular momentum	كمية التحرك الزاوية
Annihilation	الفناء

Antibaryons	الباريونات المضادة أوأضداد الباريونات
Antilambda	ضديد لامدا أو لامدا المضاد
Antineutrino	ضديد النيوترينو أو النيوترينوالمضاد
Antineutron	ضديد النيوترون أو النيوترون المضاد
Antiparticle	الجسيم المضاد أوضديد الجسيم
Antiproton	ضديد البروتون أو البروتون المضاد
Atomic mass	الكتلة الذرية
Atomic mass unit (amn)	وحدة الكتلة الذرية
Atomic radius	نصف القطر الذرى
Atomic spectra	الأطياف الذرية
Atomic standards of measurement	المعايير الذرية للقياس
Atomic structure	التركيب الذرى
Atomic weight	الوزن الذرى
Average	متوسط
Averages of physical variables	متوسطات المتغيرات الفيزيائية
Avogadro's number	عدد أفوجادرو

(B)

Balmer series	متسلسلة بالمر
Band spectra	أطياف شريطية
Bran(unit of cross-section)	بارن (وحدة قياس مساحة مقطع مستعرض)
Barrier	حاجز
Barrier penetration	اختراق الحاجز
Baryon number	العدد الباريونى
Baryons	الباريونات
Beta decay	اضمحلال بيتا
Beta particle	جسيم بيتا
Beta spectroscopy	مطيافية بيتا
Binding energy	طاقة الربط أو الترابط

Black-body radiation	إشعاع الجسم الأسود
Bohr mangeton	مجنيتون بوهر
Bohr radius	نصف قطر بوهر
Bohr-Sommerfeld quantum condition	شرط بوهر — سمرفلد الكمى
Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
Born-Oppenheimer approximation	تقريب بورن — أوبنهيمر
Boundary conditions	الشروط الحدية
Bracket series	متسلسلة براكت
Branching ratio	نسبة التفرع
Breit-Wigner formula	صيغة برايت — فيجنر
Bremsstrahlung	إشعاع الفرملة
Broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف
de Broglie waves	موجات دى — برولى
de Broglie wavelenght	طول دى — برولى الموجى
Bubble chamber	غرفة الفقاعة

(C)

Calorie	السعر
Cascade particle	جسيم تعاقبى
Cascade shower	الرخاخ المتعاقب
Cerenkov radiation	إشعاعات شرينكوف
Chain reaction	التفاعل المتسلسل
Characteristic radiation	الإشعاع المميز
Charge	الشحنة
Charge conservation	بقاء الشحنة أو الحفاظ على الشحنة
Charge exchange	تبادل الشحنة
Charge independence	عدم الاعتماد على الشحنة
Chemical elements	العناصر الكيميائية
Chemical reactions	التفاعلات الكيميائية

Classical physics	الفيزياء الكلاسيكية أو التقليدية
Cloud chamber	الغرفة السحابية
Coherent	مترابط
Coherent superposition	تراكب مترابط
Collision	تصادم
Collision broadening of spectral lines	الاتساع التصادمى لخطوط الطيف
Collision cross section	مساحة المقطع التصادمى
Collision processes	العمليات التصادمية
Combination principle	المبدأ التوافقى
Compton effect	تأثير كمبتون
Compton wavelength	طول كمبتون الموجى
Conjugate	مترافق
Conjugate variables	متغيرات مترافقة
Conservation	البقاء أو الحفاظ
Conservation of angular momentum	بقاء كمية التحرك الزاوية
Conservation of baryon number	بقاء العدد الباريونى
Conservation of charge	بقاء الشحنة
Conservation of energy	بقاء الطاقة
Conservation of hypercharge	بقاء الشحنة الزائدة
Conservation of momentum	بقاء كمية التحرك
Constant	ثابت
Continuum of energy levels	متصل مستويات الطاقة
Correspondence principle	مبدأ التناظر
Cosmic rays	الأشعة الكونية
Coulomb barrier	حاجز كولوم
Coulomb energy	طاقة كولوم
Coulomb's law	قانون كولوم
Counter	عداد

Coupling constant	ثابت الترابط
Creation	تخليق
Creation phenomena	ظاهرة التخليق
Critical	حرج
Critical potential	الجهد الحرج
Cross section	مساحة المقطع المستعرض
Crystal	بللورة
Crystal lattice	شبيكة البللورة

(D)

Damped oscillator	متذبذب تضاؤلى
Daughter nucleus	النواة الوليدة
Decay	اضمحلال
Decay constant	ثابت اضمحلال
Decay mode	أنماط اضمحلال
Deflect	يحرف
Degree of freedom	درجة التحرر
Derive	يستنبط
Derivation	استنباط
Destruction	هدم
Destruction phenomena	ظاهرة الهدم
Detector	كاشف أو مكشاف
Deuterium	ديوتيريوم
Deuteron	الديوترون
Diatomic molecule	جزىء ثنائى الذرات
Differential cross section	مساحة المقطع المستعرض التفاضلية
Differential operators	مؤثرات تفاضلية
Diffraction	الحيود
Diffraction grating	محزوز الحيود

Dimension	بعد
Dimensional	بعدى
Dimensionless	لابعدى
Dipole moment	عزم ثنائى القطب
Dipole radiation	إشعاع ثنائى القطب
Dirac equation	معادلة ديراك
Discrete	منفصل
Discrete energy levels	مستويات الطاقة المنفصلة
Disintegration	تحلل أو تفكك
Dissociate	يتفكك
Dissociation	تفكك
Dissociation energy	طاقة التفكك
Dissociation limit	حد التفكك
Distinct statistical ensembles	مجاميع إحصائية متميزة
Diverge	يتباعد
Doppler broadening	اتساع دوبلر
Doppler shift	إزاحة دوبلر
Doulbe slit	فتحة ثنائية ضوئية
Driven oscillator	المتذبذب القسرى
Dumb-bell	دمبلز
Duration	أمد
Dynamical variable	متغير ديناميكى

(E)

Earth	الأرض
Eigenfunction	دالة مميزة
Eigenstate	حالة مميزة
Eigenvalue	قيمة مميزة
Eightfold Way theory	نظرية طريق الثمانى طيات

Elastic	مرن
Elastic cross section	مساحة المقطع المستعرض المرن
Elastic scattering	الاستطارة المرنة أو التطاير المرن
Electric	كهربى
Electric dipole	ثنائى القطب الكهربى
Electric dipole transtions	انتقالات ثنائى القطب الكهربى
Electric quadrupole	رباعى القطب الكهربى
Electric quadrupole tranistions	انتقالات رباعى القطب الكهربى
Electromagnetic	كهرمغناطيسى
Electromagnetic field	المجال الكهرومغناطيسى
Electromagnetic interactions	التفاعلات البينية الكهرمغناطيسية
Electromagnetic mass of electron	الكتلة الكهرمغناطيسية للألكترون
Electromagnetic radiation	الإشعاعات الكهرمغناطيسية
Electron	الألكترون
Electron capture	الأسر الالكترونى
Electron charge	شحنة الألكترون
Electron classical radius	نصف القطر الكلاسيكى للألكترون
Electron diffraction	الحيود الألكترونى
Electron mass	كتلة الألكترون
Electron microscope	الميكروسكوب الألكترونى
Electron-proton mass ratio	نسبة كتلة الألكترون إلى كتلة البروتون
Electron spin	مغزلية الألكترون
Electron volt (eV)	الألكترون فولت (eV) (وحدة طاقة)
Electronic	الكترونى
Electronic configuration	التشكيل الألكترونى
Electrostatic	كهرستاتيكا
Element	عنصر
Elementary	أولى
Elementary charge	الشحنة الأولية

Elementary particles	الجسيمات الأولية
Emission	انبعاث
Emission spectrum	طيف الانبعاث
Emperical	تجريبى
Energy	الطاقة
Energy level	مستوى طاقة
Energy levels diagram	رسم مستويات الطاقة التخطيطى
Energy operator	مؤثر الطاقة
Energy quantum	كم الطاقة
Ensemble	طقم متناسق الأجزاء
Equality	متساوية
Eta-meson	ميزون إيتـــا
Ether	الأثير
Excitation	إثارة
Excitation energy	طاقة الإثارة
Excited state	حالة مثاره
Exclusion principle	مبدأ الاستبعاد
Expectation value	قيمة متوقعة
Exponential	أسى

(F)

Factor	عامل أو معامل
Features	ملامح أو سمات
Fermi (unit of lenght)	فيرمى(وحدة طول)
Field	مجال
Fine structure	التركيب الدقيق
Fine structure constant	ثابت التركيب الدقيق
Finite	ناقى
Fission	انشطار

Fluorescence	الفلورية
Flux	فيض
Forbidden transitions	الانتقالات الممنوعة أوغير المتاحة
Formula	صيغة
Fourier analysis	التحليل الفوريرى
Fourier integral	التكامل الفوريرى
Fractionally charged	مشحون كسريا
Frame of reference	مناط إسناد
Frequency	تردد
Fundamental	أصل أو أساسى
Fusion	اندماج

(G)

Gamma decay	اضمحلال جاما
Gamma-rays	أشعة جاما
Gas constant	ثابت الغاز
Geiger-Muller counter	عداد جيجر – مولر
General relativity	النسبية العامة
Gemoetric cross section	مساحة المقطع الهندسى المستعرض
Gravitation	التثاقلية أو الجاذبية
Ground state	الحالة الأرضية
Group velocity	سرعة المجموعة (أو السرعة الجماعية)
Guide waves	موجات دالة أو دليلية

(H)

Hadrons	الهادرونات
Harmonic oscillator	المتذبذب التوافقى
Heat	الحرارة
Heavy hydrogen	الهيدروجين الثقيل

Heisenberg uncertainty principle	مبدأ عدم التيقن لهيزنبرج
Hertz (Hz)	هيرتز (Hz) (وحدة تردد)
Hypercharge	الشحنة الزائدة أو الفوقية
Hyperons	الهيرونات

(I)

Ideal gas	الناز المثالى
Incoherent light	ضوء لامترابط
Incoherent superposition	تراكب لامترابط
Inelastic	غير مرن
Inelastic scattering	استطارة غير مرنة — تطاير غير مرن
Inequality	متباينة
Inertia	قصور ذاتى
Infrared	تحت الحمراء
Integer	عدد صحيح
Interactions	تفاعلات بينية أو متبادلة
Interference	التداخل
Interference of light	التداخل الضوئى
Intrinsic	ذاتى
Ionization	تأين
Ionization energy	طاقة التأين
Ionization limit	حد التأين
Ionization potential	جهد التأين
Isotope	نظير
Isotope effect	التأثير النظيرى
Isotopic spin	المغزلية النظيرية
Isotropy	تماثل اتجاهى

(K)

K-capture	أسر K-
K-mesons	ميزونات K-
K_α-series	متسلسلة K_α-
K-shell	قشرة أو طبقة K-
Kelvin degree	درجة كلفن
Kepler's law	قانون كبلر
Kilogram	كيلوجرام
Kinetic theory	النظرية الحركية
Kirchhoff's law	قانون كيرشهوف
Klein-Gordon equation	معادلة كلاين – جوردون

(L)

Lambda hyperon	الهيبرون لامدا
Lanthanide elements	عناصر اللانثانيد
Laplacian operator	المؤثر اللابلاسي
Left-circularly polarized	استقطاب دائري يساري
Leptons	الليبتونات
Lifetime	زمن العمر (فترة الحياة)
Limit	نهاية أو حد
Line width	عرض الخط
Liquid hydrogen	الهيدروجين السائل
Literature	المنشورات
Localized	متمركز
Lorentz transformation	تحويل لورنتز
Lyman series	متسلسلة ليمان

(M)

Macroscopic	عياني
Magnetic dipole moment	عزم ثنائي القطب المغناطيسي

Magnetic dipole transistions	انتقالات ثنائى القطب المغناطيسى
Mass defect	النقص الكتلى
Mass spectrograph	راسم مطياف الكتلة
Mass spectrum	طيف كتلى
Matric mechanics	ميكانيكا المصفوفات
Matter waves	الموجات المادية
Maximum	نهاية كبرى أو عظمى
Maxwell's equations	معادلات ماكسويل
Mean life	العمر المتوسط
Measruement theory	نظرية القياس
Meachanical mass of electron	الوزن الميكانيكي للألكترون
Meson	الميزون
Meson octet	ثمانية الميزونات
Metastable	شبه مستقر
Metastable state	حالة شبه مستقرة
Meteorite	رجم أو حجر نيزكى
Michelson interferometer	مقياس تداخل مايكلسون
Microphysics	الفيزياء المجهرية
Microscopic	مجهرى أو ميكروسكوبى
Microwave spectroscopy	مطيافية الموجات الميكروئية
Microwaves	موجات ميكروئية أو دقيقة
Millibarn	مللى بارن (وحدة قياس مساحة المقطع)
Minimum	نهاية صغرى
Mirror nuclei	الأنوية المرآوية
Mixed ensemble	مجموعة إحصائية خليطة
Mode	شكل أو أسلوب
Modulus	معامل
Mole	جرام جزيئى

Molecular band spectra	الأطياف الجزيئية الشريطية
Molecular binding	الربط الجزيئى
Molecular potential	الجهد الجزيئى
Momentum filters	مرشحات كية تحرك
Momentum transfer	انتقال كية الحركة
Monotonic	رتيب أو مطرد
Multi-electron atoms	ذرات متعددة الألكترونات
Multiple	متعدد أو مضاعف
Multiplet	متعددة
Multiplicity of energy levels	التعدد فى مستويات الطاقة
Mu-neutrino	نيوترينو – ميو (نيوترينو – μ)
Muon	الميـــون
Muonic atoms	الذرات الميونية

(N)

Natural line width	العرض الطبيعى للخط
Neutrino	النيوترينو
Neutron	النيوترون
Noble gas elements	عناصر الغازات الخاملة
Node	عقدة
Nodes of wave functions	عقد الدوال الموجية
Noise	لغط
Non-linear field equations	معادلات المجال غير الخطية
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Nuclear charge	الشحنة النووية
Nuclear Coulomb repulsion energy	طاقة التنافر الكولومية النووية
Nuclear fission	الانشطار النووى
Nuclear forces	القوى النووية
Nuclear fusion	الاندماج النووى

Nuclear radii	أنصاف الأقطار النووية
Nuclear reactions	التفاعلات النووية
Nuclear reactor	المفاعل النووى
Nuclei	الأنوية
Nucleon	النيوكليون أو النوية

(O)

Omega-minus particle	جسيم أوميجا السالب
One-electron atoms	ذرات ذات الكترون واحد
Operator	مؤثر أو مفاعل
Optical excitation of atoms	الإثارة الضوئية للذرات
Optically active electrons	الألكترونات النشطة ضوئياً
Optimum value	قيمة مثلى
Orbital angular momentum	كية التحرك الزاوية المدارية (أو الدورانية)
Order of magnitude	رتبة عظم أو كبر
Oscillator	المتذبذب

(P)

Pair creation and annihilation	تخليق وفناء الزوج
Parabola	قطع مكافىء
Parameter	بارامتر
Parent nucleus	النواة الأم
Partial wave analysis	التحليل الموجى الجزئى
Particle	الجسيم
Particle-antipaticle symmetry	تماثل الجسيم وضديده
Particle detectors	كواشف الجسيمات
Particle interactions	التفاعلات البينية للجسيمات
Pattern	نمط
Peak	قمة

Pariodic table of elements	الجدول الدورى للعناصر
Perturbation	اضطراب
Phase plane of oscillator	المستوى الطورى للمتذبذب
Phase retarder	مؤخر طورى
Phase shift in scattering	الإزاحة الطورية فى الاستطارة
Phase velocity of matter waves	السرعة الطورية للموجات المادية
Phenomenological	ظواهرية
Photodisintegration	الانحلال الضوئى
Photoelectric effect	التأثير الكهرضوئى
Photoelectrons	الكترونات كهرضوئية
Photomultiplier	المضاعف الضوئى
Photon	الفوتون
Physical constants	ثوابت فيزيائية
Pilot waves	موجات رائدة أو هادية
Pi-meson (pion)	ميزون باى (البيون)
Planck's constant	ثابت بلانك
Plane wave	موجة مستوية
Planetary	كوكبية
Polarization	الاستقطاب
Polarization filter	مرشح استقطاب
Polaroid	غشاء مستقطب (بولارويد)
Position	موضع مكان
Position operator	مؤشر موضع المكان
Positron	البوزيترون
Potential	الجهد
Potential barrier	حاجز جهد
Potential energy	طاقة وضع (أو جهد)
Prediction	تنبؤ

Pressure broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف بسبب الضغط
Principal quantum number	العدد الكمى الرئيسى
Principle of superposition	مبدأ التراكب
Probability	الاحتمال
Probability amplitude	سعة احتمالية
Probability density	كثافة احتمالية
Probability interpretation of quantum mechanics	التفسير الاحتمالى لميكانيكا الكم
Proton	البروتون
Pulse	نبضة
Pure ensemble	مجموعة إحصائية نقية

(Q)

Quanta	كمات
Quantization	تكميم أو تكمية
Quantum	كم أو كمة
Quantum of action	كم الفعل
Quantum conditions	الشروط الكمية
Quantum efficiency	الكفاءة الكمية
Quantum electrodynamics	الكهرديناميكا الكمية
Quantum field	المجال الكمى
Quantum field theory	نظرية المجال الكمية
Quantum jumps	القفزات الكمية
Quantum limit	الحد الكمى
Quantum mechanics	الميكانيكا الكمية
Quantum numbers	الأعداد الكمية
Quantum states	الحالات الكمية
Quantum theory of transitions	النظرية الكمية للانتقالات
Quarks	الكواركات
Quasistationary states	الحالات شبه المستقرة
Quasi-stable states	الحالات شبه المستقرة

(R)

Radiation	الإشعاع
Radiation pressure	ضغط الإشعاع
Radiative recombination	إعادة التجميع المشعة
Radioactivity	النشاط الإشعاعى
Radius	نصف القطر
Random motion	الحركة العشوائية
Range of alpha-particles	مدى جسيمات الفـــا
Range of nuclear forces	مدى القوى النووية
Rare earth elements	العناصر الأرضية النادرة
Reaction cross section	مساحة المقطع المستعرض للتفاعل
Recoil	الارتداد
Reduced mass	الكتلة المختزلة
Reflection	انعكاس
Refraction	انكسار
Relativistic transformation laws	قوانين التحويل النسبية
Relativistic wave equation	المعادلة الموجية النسبية
Relativity	النسبية
Resolving time	زمن التحليل
Resonance	الرنين
Resonance fluorescence	التفلور الرنينى
Retarding field method	طريقة المجال المثبط
Rigid rotator	الدوار الجاسىء
Ritz combination principle	مبدأ الضم لريتز
Rotational excitations in molecules	الإثارات الجزيئية الدورانية
Rotational symmetry	التماثل الدورانى
Rutherford theory of alpha particle scattering	نظرية روزرفورد لاستطارة جسيمات الفا
Rydberg constant	ثابت ريدبرج

S-matrix	مصفوفة S
S-wave scattering	استطارة موجة S
Scattering	استطارة
Scattering amplitude	سعة الاستطارة
Schematic	تخطيطى
Schrodinger equation	معادلة شرودينجر
Schrodinger theory of quantum mechanics	نظرية شرودينجر لميكانيكا الكم
Schrodinger wave function	دالة شرودينجر الموجية
Scintillation counter	العداد الوميضى
Scintillation	الوميض
Second	ثانية
Selection rules	قواعد الانتقاء
Self-conjugate	مترافقة ذاتية
Series in hydrogen spectrum	المتسلسلات فى طيف الهيدروجين
Set	مجموعة أو نظام أو فئة
Shall	قشرة
Shell structure	التركيب القشرى أو التركيب الصدفى
Shield	واق
Shutter	حاجب
Sigma hyperon	هيرون سيجما
Smooth curve	منحنى سلس
Special relativity	النسبية الخاصة
Spectra	الأطياف
Spectral terms	الحدود الطيفية
Spectrograph	مرسمة الطيف
Spectroscopic notation	الرموز الطيفية
Spectroscopy	علم الطيف

Spectrum	الطيف
Spherically symmetric	كروى التماثل
Spin angular momentum	كية التحرك الزاوية المغزلية
Spontaneous fission	الانشطار اللحظى أو التلقائى
Spread	إتساع أو انتشار
Square well potentials	آبار الجهد المربعة
Stability	الاستقرار
Stable nuclei	الأنوية المستقرة
Standard	معيارى
Standing waves	الموجات الموقوفة
Stark effect	تأثير شتارك
Static meson field	مجال ميزونى استاتيكى
Stationary state	حالة مستقرة
Statistical ensemble	مجموعة إحصائية
Stalsical fluctuations	التقلبات الإحصائية
Statistical mixture	خليط إحصائى
Statistical spread	الانتشار أو الاتساع الإحصائى
Step potential	جهد السلم
Stepwise	على هيئة درجات
Stokes rule	قاعدة ستوكس
Strangeness	الغرابة
Subshells	القشور أو الأغلفة المرعية
Sun's radiation	الإشعاعات الشمسية
Superposition	التراكب
Superposition principle	مبدأ التراكب
Systematic	منهاجى
Singal	إشارة

(T)

Tank	صهريج
Target	هدف
Temperature	درجة حرارة
Term diagrams	رسومات تخطيطية لحدود
Term scheme	تخطيط حدود
Terms	حدود
Terminology	المصطلحات
Thermal motion	الحركة الحرارية
Time-dependent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن
Time-independent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن
Total angular momentum	كية التحرك الزاوية الكلية
Total cross section	مساحة المقطع المستعرض الكلية
Total internal reflection	الانعكاس الداخلي الكلي
Transfer amplitude	سعة الانتقال
Transition	انتقال
Transition rate	معدل انتقال
Transitions	انتقالات
Translational energy	الطاقة الانتقالية
Transmission	نفاذ
Transmission coefficient	معدل النفاذية
Transverse	مستعرض
Triplet	ثلاثي
Tube	صمام
Tunneling effect	تأثير النفق
Turning point	نقطة الرجوع

(U)

Uncertainty principle	مبدأ عدم التيقن
Uncertainty relation	علاقة عدم التيقن

Units of measurement	وحدات القياس
Universal	عالمى ، جامع أو كلى
Universal gas constant	ثابت الغاز الجامع
Unstable particles	الجسيمات غير المستقرة

(V)

Vacuum	الفراغ
Vactor space	فراغ المتجهات
Velocity	سرعة
Vibration	اهتزازة
Vibrational	اهتزازية
Vibrational excitations	الإثارات الاهتزازية
Virtual level	مستوى افتراضى
Virtaul state	حالة افتراضية
Voltatic cell	الخلية الفولتية

(W)

Wave	موجة
Wave amplitude	سعة الموجة
Wave equation	معادلة موجية
Wave function	دالة موجية
Wave guide	دليل موجى
Wave length	الطول الموجى
Wave number	العدد الموجى
Wave packet	باقة موجية أو طرد موجى
Wave train	رتل موجى أو قطار موجات
Width	عرض
Width of energy level	عرض مستوى الطاقة
Wien's displacement law	قانون الإزاحة لفين
Work function	دالة الشغل
WKB-approximation	تقريب — WKB

(X)

X-ray	أشعة إكس أو أشعة – X أو الأشعة السينية
X-ray characteristic radiation	إشعاعات إكس المميزة
X-ray diffraction	حيود الأشعة السينية
X-ray tube	أنبوبة الأشعة السينية

(Y)

Yield curve	منحنى الإنتاج
Yield curve for nuclear reaction	منحنى الإنتاج للتفاعل النووى

(Z)

Zeeman effect	تأثير زيمان

الفهرس الأبجدى

(أ)

(ب)

(ت)

(ث)

(ج)

(ذ)

(ظ)

(ع)

(ن)

(هـ)

(و)

(ى)

وحدات وعوامل تحويل .*

الطول	1 micron (μ) = 10^{-6} meter
	1 millimicron ($m\mu$) = 10^{-9} m = 10^{-7} cm
	A Angström (Å) = 10^{-8} cm
	1 fermi (f) = 10^{-13} cm
المساحة	1 barn (b) = 10^{-24} cm^2
	1 millibarn (mb) = 10^{-27} cm^2
الزمن	1 year $\cong 3.156 \times 10^7$ sec
القوة	1 newton = 10^5 dyne
الطاقة	1 joule = 10^7 erg $\cong$ (0.2389 = 1/4.186) calories
	1 electron volt (eV) = $(1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19}$ joule
الكتلة	1 atomic mass unit (amu) = $(1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24}$ gm
الشحنة	1 coulomb = $(2.997925 = 0.000001) \times 10^9$ esu = 0.1 emu
الجهد	1 esu = (299.7925 ± 0.0001) volt (V)
الحث المغناطيسي	1 volt-sec/m^2 = 10^4 gauss
الطاقة المكافئة لوحدة الكتلة الذرية	(1 amu) $\times c^2 = (9.31478 \pm 0.00005) \times 10^8$ eV
نشاط عينة مشعة	1 curie = 3.7×10^{10} disintegrations per second
التردد المصاحب لـ 1 eV	1 eV : $(2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14}$ sec^{-1}
الطول الموجي المصاحب لـ 1 eV	1 eV : $(1.239810 \pm 0.000013) \times 10^{-4}$ cm
العدد الموجي المصاحب لـ 1 eV	1 eV : $(8.06573 \pm 0.00008) \times 10^3$ cm^{-1}

* من أجل جداول أخرى للثوابت الفيزيائية ، أنظر الملحق .

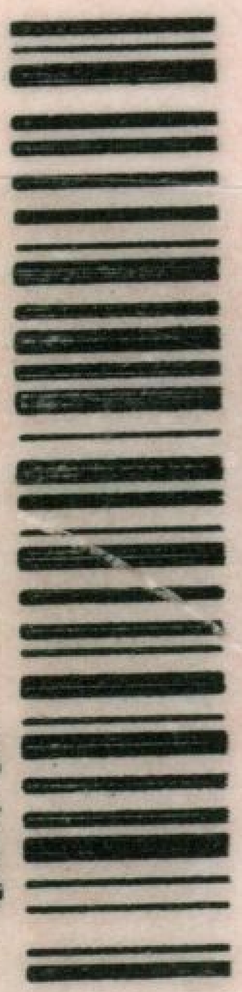
عوامل التحويل بين الوحدات المستخدمة فى التعبير عن مقادير الطاقة

	طاقة		طاقة كلية		درجة حرارة	كتلة	تردد	عدد موجى	طول موجى
	E		N_0E		E/k	E/c^2	E/h	$E/(hc)$	$(hc)/E$
	eV	erg	erg/mol	cal/mol	°K	amu	cycles/sec	cm $^{-1}$	A
1 eV	1	1.6021 $\times 10^{12}$	9.6487 $\times 10^{11}$	23050	11605	1.0736 $\times 10^{-9}$	2.4181 $\times 10^{14}$	8065.8	12398
1 erg	6.2418 $\times 10^{11}$	1	6.0226 $\times 10^{23}$	1.439 $\times 10^{16}$	7.244 $\times 10^{15}$	6.7010 $\times 10^{2}$	1.5093 $\times 10^{26}$	5.0345 $\times 10^{15}$	1.9863 $\times 10^{-8}$
1 erg/mol	1.0364 $\times 10^{12}$	1.6604 $\times 10^{24}$	1	2.389 $\times 10^{-8}$	1.203 $\times 10^{-8}$	1.1126 $\times 10^{-21}$	250.61	8.3594 $\times 10^{9}$	1.1963 $\times 10^{16}$
1 cal/mol	4.338 $\times 10^{-5}$	6.951 $\times 10^{-17}$	4.186 $\times 10^{7}$	1	0.503	4.658 $\times 10^{-14}$	1.049 $\times 10^{10}$	0.3499	2.858 $\times 10^{8}$
1 °K	8.617 $\times 10^{5}$	1.381 $\times 10^{16}$	8.314 $\times 10^{7}$	1.986	1	9.251 $\times 10^{-14}$	2.084 $\times 10^{10}$	0.6950	1.439 $\times 10^{8}$
1 amu	931.48 $\times 10^{6}$	1.4923 $\times 10^{-3}$	8.9876 $\times 10^{20}$	2.147 $\times 10^{13}$	1.081 $\times 10^{13}$	1	2.2524 $\times 10^{23}$	7.5131 $\times 10^{12}$	1.3310 $\times 10^{-5}$
1 cycle/sec	4.1355 $\times 10^{-15}$	6.6255 $\times 10^{-27}$	3.9903 $\times 10^{3}$	9.532 $\times 10^{-11}$	4.799 $\times 10^{-11}$	4.4398 $\times 10^{-24}$	1	3.3356 $\times 10^{-11}$	2.9979 $\times 10^{18}$
1 cm ^{1}	1.2398 $\times 10^{-4}$	1.9863 $\times 10^{-16}$	1.1963 $\times 10^{8}$	2.858	1.439	1.3310 $\times 10^{-13}$	2.9979 $\times 10^{10}$	1	10^{8}
1 A	1.2398 $\times 10^{4}$	1.9863 $\times 10^{-8}$	1.1963 $\times 10^{16}$	2.858 $\times 10^{8}$	1.439 $\times 10^{8}$	1.3310 $\times 10^{-5}$	2.9979 $\times 10^{18}$	10^{8}	1
Electron mass mc^2	511006	8.1868 $\times 10^{-7}$	4.9306 $\times 10^{17}$	1.178 $\times 10^{10}$	5.930 $\times 10^{9}$	5.4859 $\times 10^{-4}$	1.2356 $\times 10^{20}$	4.1217 $\times 10^{9}$	2.4262 $\times 10^{-2}$
Rydberg R_∞	13.605	2.1797 $\times 10^{-11}$	1.3127 $\times 10^{13}$	3.136 $\times 10^{5}$	1.579 $\times 10^{5}$	1.4606 $\times 10^{-8}$	3.2898 $\times 10^{15}$	109737	911.27

رقم الايداع بدار الكتب

١٩٨٤/٧٠٥٠

الدار الهندسية للطباعة



مطابع السدار الهندسية